

THESE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

pour l'obtention du

TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Roger LAVERTU

Bachelier ès-Sciences Appliquées (Laval)

Maître ès-Sciences Appliquées (Laval)

**Production d'un faisceau de radicaux libres
par neutralisation d'ions et étude
par spectrométrie de masse de leur réionisation**

Soutenue le Décembre 1966

Membres du Jury :

Président : M. J. BARRIOL

Examineurs : MM. P. LE GOFF

J. VILLERMAUX



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555020_0029

LOUDART & CLÉMENT

RELIEURS

11, RUE SAINTE-ANNE, 11

TÉLÉPH. 52.80.09 - NANCY

THESE

présentée à la

FACULTÉ DES SCIENCES DE NANCY

pour l'obtention du

TITRE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

par

Roger LAVERTU

Bachelier ès-Sciences Appliquées (Laval)

Maître ès-Sciences Appliquées (Laval)

**Production d'un faisceau de radicaux libres
par neutralisation d'ions et étude
par spectrométrie de masse de leur réionisation**

Soutenue

Décembre 1966

Membres du Jury :

Président : M. J. BARRIOL

Examineurs : MM. P. LE GOFF

J. VILLERMAUX

DOYEN : M. AUBRY

ASSESEUR : M. GAY

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT, DELSARTE, URION,
ROUBAULT.

Professeurs honoraires : MM. CROZE, RAYBAUD, LAFFITTE,
LERAY, JULY, LAPORTE, EICHHORN, GODEMENT, DUBREUIL,
L. SCHWARTZ, DIEUDONNE, de MALLEMANN, LONGCHAMBON,
LETORT, DODE, GAUTHIER, GOUDET, OLMER, CORNUBERT,
CHAPELLE, GUERIN, WAHL.

Maîtres de Conférences honoraires : MM. LIENHART, PIERRET.

Professeurs

MM. URION	Chimie biologique
DELSARTE	Analyse supérieure
ROUBAULT	Géologie
CAPELLE	Mécanique rationnelle
VEILLET	Biologie animale
BARRIOL	Chimie théorique
BIZETTE	Physique
GUILLIEN	Electronique
GIBERT	Chimie physique
LEGRAS	Mécanique rationnelle
BOLFA	Minéralogie et cristallographie
NICLAUSE	Chimie
FAIVRE	Physique appliquée
AUBRY	Chimie minérale
COPPENS	Radiogéologie
DUVAL	Chimie
FRUHLING	Physique
HILLY	Géologie
LE GOFF	Génie chimique
SUHNER	Physique expérimentale
CHAPON	Chimie biologique
HEROLD	Chimie minérale industrielle
B. SCHWARTZ	Exploitation minière

MM. ° MALAPRADE	Chimie
MANGENOT	Botanique
GAYET	Physiologie
BONVALET	Mécanique appliquée
HADNI	Physique
° BASTICK	Chimie
° KERN	Minéralogie
DUCHAUFOR	Pédologie
GARNIER	Agronomie
° WEPPE	Minéralogie appliquée
NEEL	Chimie organique industrielle
BERNARD	Géologie appliquée
° CHAMPIER	Physique
° GAY	Chimie biologique
° REGNIER	Physico-chimie
STEPHAN	Zoologie
° CONDE	Zoologie
° WERNER	Botanique
EYMARD	Calcul différentiel et intégral
LEVISALLES	Chimie organique
Mme HERVE	Méthodes mathématiques de la physique
MM. ° GOSSE	Mécanique physique
FELDEN	Physique

(° Professeur titulaire à titre personnel)

Maîtres de Conférences

Mme BASTICK	Chimie M. P. C. (Epi ~~han~~)
MM. GUDEFIN	Physique
ROCCI	Géologie
VUILLAUME	Psychophysiologie
FRENTZ	Biologie animale
HORN	Physique propédeutique
LAFON	Physique (I. S. I. N.)
MARI	Chimie (I. S. I. N.)
AUROUZE	Géologie
DEVIOT	Physique du solide
FLECHON	Physique M. P. C.
Mlle HUET	Mathématique S. P. C. N.
MM. VIGNES	Métallurgie
BALES DENT	Thermodynamique chimique appliquée
BLAZY	Minéralogie appliquée (E. N. S. G.)

Maîtres de Conférences (suite)

MM. JANOT	Physique M. P. C. (Epinal)
JACQUIN	Pédologie et chimie agricole
MAINARD	Physique M. G. P.
CACHAN	Entomologie appliquée (E. N. S. A.)
MARTIN	Chimie M. P. C.

N.	Probabilités et statistiques
N.	Mécanique (I. S. I. N.)
N.	Mathématiques
N.	Mécanique expérimentale
N.	Génie Chimique
N.	Mathématiques M. P. C.
N.	Mathématiques S. P. C. N.
N.	Mathématiques appliquées
N.	Mécanique des fluides (I. S. I. N.)
N.	Physiologie animale

ANNEE SCOLAIRE 1966-1967

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé sous la direction de Monsieur le Professeur Le Goff dans ses laboratoires de l'Ecole Nationale Supérieure des Industries Chimiques et du Centre de Cinétique Physico-Chimique du C.N.R.S. à Nancy.

L'auteur exprime sa reconnaissance à son Directeur, le Professeur Le Goff, pour les encouragements et les conseils avisés qu'il n'a cessé de lui donner.

Au Professeur Barriol qui a accepté de présider le Jury d'examen et à Monsieur Villermaux qui a bien voulu en être membre.

A Monsieur Pentenero qui par son expérience scientifique et son esprit critique a contribué à la réalisation de ce travail.

A Monsieur Catté dont la collaboration de ces derniers mois a été très appréciée.

Au personnel très qualifié des Ateliers de mécanique et d'électronique pour la construction des appareils et aux chercheurs pour l'aide scientifique apportée et l'accueil qui a beaucoup facilité son adaptation en France.

Je remercie les directions de l'E.N.S.I.C. et du C.N.R.S. pour les facilités mises à notre disposition ainsi que l'Organisation de l'O.T.A.N. et le Gouvernement de Québec pour les bourses accordées.

S O M M A I R E

L'auteur a réalisé une source d'ions à électrons oscillants qui produit un faisceau intense d'ions moléculaires, simplement et doublement chargés, à partir de molécules telles que H_2 , CH_4 , N_2 , Ar et CO_2 . L'énergie cinétique du faisceau est ajustable entre 500 et 3000 eV et sa dispersion énergétique est de l'ordre de deux eV.

L'auteur mesure d'abord pour chaque ion, par spectrométrie de masse, la section efficace d'atténuation du faisceau ionique lorsqu'il traverse une cible gazeuse. L'auteur étudie ensuite le faisceau de particules neutres formées par cet échange de charge : d'une part, il mesure son intensité globale grâce à l'émission électronique résultant de son impact sur une cible métallique, d'autre part, il analyse par spectrométrie de masse les ions formés par ré-ionisation de ces particules lors de leur traversée d'une deuxième cible gazeuse.

Cette technique est en particulier utilisée pour étudier la formation à partir du méthane des radicaux libres $CH_3^\cdot$, $CH_2^\cdot$, $CH^\cdot$ et $C^\cdot$ puis la ré-ionisation de ces particules.

TABLE des MATIERES

	page
Sommaire.	iii
Liste des Tableaux.	vii
Liste des Figures	viii
CHAPITRE I INTRODUCTION	1
CHAPITRE II GENERALITES SUR LES COLLISIONS	4
2.1 Section efficace de collision.	4
2.2 Types de collisions.	5
CHAPITRE III TRAVAUX ANTERIEURS	10
3.1 Sources d'ions	10
3.2 Traversée d'une cible gazeuse par un faisceau d'ions ou de neutres	15
CHAPITRE IV DESCRIPTION TECHNIQUE.	33
4.1 Enceintes à vide	33
4.2 Source d'ions à électrons oscillants	35
4.3 Equipement électronique.	42
4.4 Fonctionnement de l'appareil	45
CHAPITRE V RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA SOURCE ET ANALYSE	56
5.1 Effet de l'émission électronique	56

5.2 Effet de l'énergie des électrons	
ionisant.	58
5.3 Effet du champ magnétique.	58
5.4 Courant d'ions extraits et densité	
du faisceau.	60
5.5 Efficacité de la source.	61
5.6 Composition du faisceau.	62
5.7 Dispersion énergétique du faisceau . . .	64
CHAPITRE VI CONCLUSIONS SUR LA SOURCE D'IONS	72
CHAPITRE VII RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR DES COLLISIONS	
IONS-NEUTRES ET NEUTRES-NEUTRES	75
7.1 Atténuation de faisceaux d'ions dans	
la traversée d'une cible gazeuse	75
7.2 Formation de neutres rapides dans la	
chambre de collision	82
7.3 Ionisation et analyse des particules	
rapides sortant de la chambre de	
collision	90
CHAPITRE VIII CONCLUSIONS.	115
APPENDICES.	117
A.1 Détermination des pressions dans les	
chambres de réaction.	117

A.2 Densité de particules N_2 dans le faisceau.	121
A.3 Efficacité de la source d'ions.	122
A.4 Dispersion énergétique de la sour- ce du spectromètre Veeco GA-4	124
A.5 Longueur efficace de la chambre de collision.	125
A.6 Détermination de sections efficaces d'atténuation d'un faisceau d'ions. . . .	126
A.7 Détermination de sections efficaces apparentes de formation de neutres. . . .	127

Liste des Symboles	136
------------------------------	-----

Références	138
----------------------	-----

LISTE DES TABLEAUX

	page
3.1	Caractéristiques des sources intenses d'ions. . . . 28
7.1	Sections efficaces d'atténuation mesurées au spectromètre de masse pour des faisceaux d'ions parents de CH ₄ , CO ₂ , N ₂ , Ar, CH ₃ ⁺ , CH ₅ ⁺ à 1000eV. . . 98
7.2	Sections efficaces d'atténuation mesurées au spectromètre de masse pour des faisceaux d'ions fragments de CH ₄ , N ₂ et Ar à 1000eV 99
7.3	Sections efficaces d'atténuation mesurées à la cage de Faraday pour des faisceaux d'ions de CH ₄ , H ₂ , N ₂ et Ar à 1000eV 100
7.4	Sections efficaces apparentes de formation de neutres mesurées à la multiplicatrice à partir de faisceaux de H ₂ , CH ₄ , N ₂ et Ar à 1000eV. 101
7.5	Essai d'ionisation par bombardement électronique d'un faisceau de neutres produit à partir d'ions primaires de N ₂ à 1000eV 102
7.6	Rapports m/q pour les ions du méthane traversant des cibles d'azote. 103
7.7	Masses apparentes des ions primaires du méthane dégradés par collision 104
A.1	Détermination de la conductance totale C _{ti} de la canalisation de la chambre d'ionisation 129
A.2	Détermination de la conductance totale C _{tc} de la canalisation de la chambre de collision 130
A.3	Données expérimentales pour une détermination de sections efficaces d'atténuation. 132
A.4	Tableau de calculs d'une section efficace apparente de la formation de neutres pour le système H ₂ ⁺ + H ₂ à 1000 eV (Figure 7.4). 133

LISTE des FIGURES

	Page
1.1 Schéma d'un appareil pour la production et l'analyse d'un faisceau de neutres.	3
3.1 Source d'ions à basse tension.	29
3.2 Source d'ions à arc capillaire.	29
3.3 Source d'ions à électrons oscillants	30
3.4 Duoplasmatron	30
3.5 Chambre de collision utilisée par Keene (29).	31
3.6 Appareil d'Afrosimov et Fedorenko (32) pour l'étude des collisions ions-neutres	31
3.7 Sections efficaces d'échange de charge résonnante cal- culées par Rapp et Francis (25)	32
3.8 Sections efficaces d'échange de charge non résonnante calculées par Rapp et Francis (25).	32
4.1 Dessin du montage expérimental	47
4.2 Dessin de la première enceinte E.l.	48
4.3 Photographies du montage expérimental	49
4.4 Bloc support du filament.	50
4.5 Photographies de l'intérieur des enceintes	51
4.6 Schéma du branchement électrique.	52
4.7 Schéma de l'alimentation de chauffage du filament . . .	53
4.8 Champ magnétique dans la chambre d'ionisation en fonction du courant dans l'enroulement.	54
4.9 Schéma de l'alimentation du courant de l'électro-aimant	55

5.1	Variation du courant d'ions en fonction de l'émission électronique pour différentes pressions dans la source.	66
5.2	Variation du courant d'ions en fonction de l'énergie des électrons ionisants pour différentes pressions dans la source.	66
5.3	Variation du courant d'ions en fonction du champ magnétisant dans la chambre d'ionisation	67
5.4	Courant d'ions en fonction de la tension d'accélération pour l'azote.	68
5.5	Composition du faisceau d'argon et d'azote en fonction de la pression dans la chambre d'ionisation.	69
5.6	Composition du faisceau de méthane en fonction de la pression dans la chambre d'ionisation	69
5.7	Spectre du faisceau de l'ion N_2^+ en fonction de la pression dans la chambre d'ionisation de la source à électrons oscillants	70
5.8	Spectre de l'ion N_2^+ du spectromètre de masse Veeco GA4.	71
7.1	Atténuation d'un faisceau d'ions de 1.000eV en fonction de la pression dans la chambre de collision . . .	105
7.2	Sections efficaces d'atténuation d'ions et de formation de neutres à partir d'un faisceau de N_2^+ en fonction de l'énergie cinétique	106
7.3	Sections efficaces d'atténuation de faisceaux d'ions en fonction des différences de potentiels d'apparition	107
7.4	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de H_2 à 1.000eV.	108
7.5	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de CH_4 à 1.000eV	109

7.6	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de Ar à 1.000eV.	110
7.7	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de N ₂ à 1.000eV.	111
7.8	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de N ₂ à 1.000eV (Mesures effectuées à la cage de Faraday)	112
7.9	Formation de neutres à partir d'un faisceau d'ions primaires de N ₂ traversant une cible de N ₂ pour différentes énergies cinétiques	113
7.10	Spectres de masse pour des ions du méthane traversant des cibles d'azote	114
A.1	Conductances totales du montage de la chambre de collision en fonction de la pression P _{J2} dans la canalisation.	134
A.2	Rapports de C _{tc} /C _{oc} pour le montage de la chambre de collision en fonction de la pression P _{J2} dans la canalisation.	135

C H A P I T R E I

INTRODUCTION

Une des grandes difficultés qui gêne l'étude des radicaux libres et de leurs réactions est l'impossibilité de les obtenir à l'état pur. Le but du présent travail est de mettre au point un appareil produisant un faisceau intense de radicaux libres.

Le phénomène exploité pour atteindre ce but est l'échange d'électrons entre un ion rapide et une molécule lente lors de chocs inélastiques. L'échange produit une particule neutre qui a sensiblement la même direction et la même énergie que l'ion incident. Le montage expérimental utilisé pour la production et l'étude d'un faisceau de particules neutres rapides est représenté schématiquement sur la Figure 1.1. Il comprend:

- 1° Une source intense d'ions à partir de laquelle est extrait un faisceau de faible section composé d'ions moléculaires et fragments possédant une faible dispersion énergétique axiale.
- 2° Une chambre de collision ou cible gazeuse.
- 3° Un condensateur électrostatique placé à la sortie de la cible pour extraire du faisceau les particules chargées.
- 4° Une chambre de réionisation.
- 5° Des détecteurs de particules (multiplicatrices élec-

troniques ou cages de Faraday) et un spectromètre de masse pour la détection et l'analyse des particules rapides constituant le faisceau.

Le faisceau d'ions ayant des énergies contrôlables entre 400 et 3.000 eV est produit par une source à électrons oscillants. L'étude de l'interaction des ions formés à partir de H_2 , CH_4 , N_2 , Ar et CO_2 avec un gaz introduit dans la chambre de collision nous a permis d'évaluer les sections efficaces de collision.

Les particules neutres rapides qui sortent de la première chambre de collision ont été identifiées au moyen d'un spectromètre de masse après réionisation par choc avec un gaz cible introduit dans la dernière enceinte.

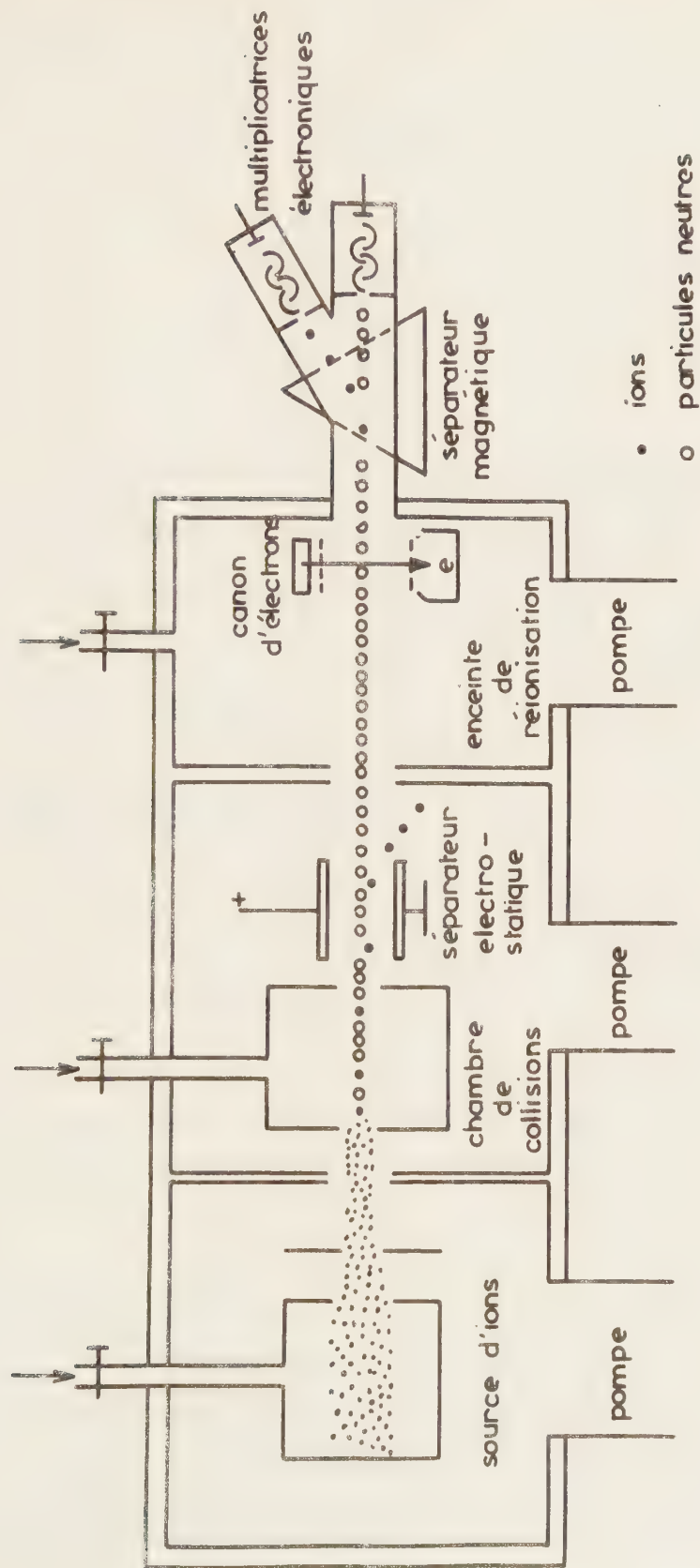


Figure 1.1 SCHEMA d'un APPAREIL pour la PRODUCTION et L'ANALYSE d'un FAISCEAU de NEUTRES

C H A P I T R E I I

GENERALITES SUR LES COLLISIONS

Ce chapitre est un rappel de définitions, principes généraux et phénomènes relatifs à la traversée d'une cible gazeuse de faible épaisseur par un faisceau d'ions ou de particules neutres rapides. Il ne comprend pas de discussion théorique ou expérimentale de ces phénomènes.

2.1 SECTION EFFICACE DE COLLISION

Lorsqu'un faisceau de N particules par cm^2 parcourt une faible distance dL dans un gaz raréfié, il sera réduit par collision avec les molécules résiduelles de:

$$dN = -n Q dL \quad \text{..... 2.1}$$

Dans cette expression, n est la densité des molécules par cm^3 et Q la section efficace de collision en cm^2 lorsque dL est en cm .

La densité de molécules dans la cible n (molécules/ cm^3) est obtenue à partir de l'équation des gaz parfaits:

$$PV = n k T$$

Pour une température de 20°C , la densité en fonction de la pression en torr est donnée par l'équation:

$$n = 3,29 \times 10^{16} P$$

En intégrant l'expression précédente, on obtient pour le nombre de particules dans le faisceau après avoir parcouru une distance L dans le gaz:

$$N = N_0 e^{-nQL} \quad \dots\dots\dots 2.2$$

où N_0 indique le nombre de particules dans le faisceau lorsque $L = 0$

Si ces particules, voyageant avec une vitesse égale à v cm/sec, sont des ions qui ne portent qu'une seule charge, le courant $I_0 = N_0 v$ est réduit après la distance L à la valeur I soit:

$$I = I_0 e^{-nQL} \quad \dots\dots\dots 2.3$$

En plus des mesures de la diminution du courant incident, des mesures peuvent être effectuées sur l'apparition du courant I' produit à partir des cibles. Dans le cas le plus simple, où la disparition d'un ion du faisceau incident produit un nouvel ion, on a :

$$I_0 = I + I' \quad \dots\dots\dots 2.4$$

En remplaçant I par sa valeur, donnée par l'Équation 2.3, on a pour I' :

$$I' = I_0 (1 - e^{-nQL}) \quad \dots\dots\dots 2.5$$

2.2 TYPES DE COLLISIONS

Lorsqu'un faisceau d'ions ou de molécules rapides traverse un gaz raréfié, une fraction des particules du faisceau subie des chocs avec les molécules du gaz. Ces chocs donnent lieu à des collisions dites élastiques ou inélastiques. Les collisions élastiques sont celles où il y a changement de direction (diffraction)

sans modification de l'énergie interne des particules alors que dans les collisions inélastiques, l'énergie interne des particules se trouve modifiée.

a) Collisions élastiques.

L'étude du spectre de diffraction angulaire subi par un faisceau de particules rapides lors de collisions élastiques renseigne sur les potentiels d'interaction entre molécules. La section efficace totale de diffraction détermine l'atténuation par collision élastique d'un faisceau de particules.

b) Collisions inélastiques.

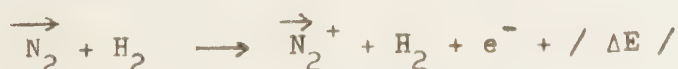
Lors de collisions inélastiques, la particule rapide est généralement peu déviée. Elle transmet une énergie cinétique faible à la particule cible dans une direction pratiquement perpendiculaire à la direction du faisceau incident.

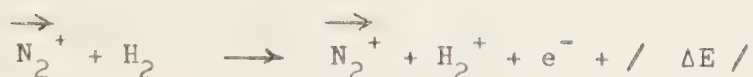
La variation de l'énergie interne des particules consécutive à une collision inélastique peut se traduire par:

- 1° l'apparition d'états excités
- 2° l'ionisation ou la dissociation des particules
- 3° l'échange de charge: Neutralisation de l'ion incident et ionisation de la particule cible.

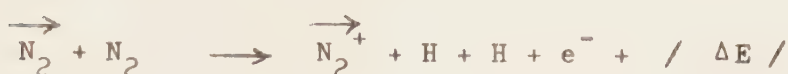
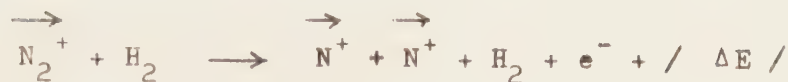
Ces réactions sont schématisées par un ion ou une molécule d'azote traversant une cible d'hydrogène.

a) Réaction d'ionisation

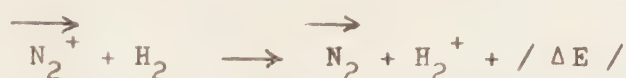




b) Réaction de dissociation



c) Réaction d'échange de charge



Dans cette classification des réactions inélastiques, l'échange de charge est caractérisée par le transfert d'électrons sans apparition d'électrons libres, l'ionisation par la production d'ions parents ou d'électrons libres et la dissociation par l'apparition de fragments (ionisés ou non).

A) Réaction d'ionisation et de dissociation.

Les sections efficaces d'ionisation et de dissociation lors de collisions d'ions ou d'atomes varient de façon classique avec l'énergie. Elles augmentent avec l'accroissement de l'énergie cinétique avant d'atteindre une valeur maximale qui correspond à des énergies de l'ordre de quelques keV et décroissent éventuellement pour des énergies plus grandes. Dans ces réactions, le défaut d'énergie potentielle ΔE est relativement grand, et la section maximale apparaît à des énergies cinétiques d'autant plus grandes que ΔE est plus important.

Dans une collision entre deux particules de masse

m_1 et m_2 où E_p représente l'énergie de la particule rapide de masse m_1 , m_2 voyageant à la vitesse correspondante à la température, la quantité d'énergie cinétique E_c transformable en énergie interne est donnée par l'expression :

$$E_c = \frac{E_p m_2}{m_1 + m_2} \quad \dots\dots 2.6$$

car dans des coordonnées du centre de masse, l'énergie cinétique totale E_c est égale à (1):

$$E_c = \frac{1}{2} \mu v^2 \quad \dots\dots\dots 2.7$$

où μ est la masse réduite ($m_1 m_2 / m_1 + m_2$) et v la vitesse du projectile. Ainsi, une réaction d'ionisation ne pourra se produire que si l'énergie cinétique transformable est supérieure ou égale à l'énergie d'ionisation E_i soit:

$$E_p \geq \frac{E_i (m_1 + m_2)}{m_2} \quad \dots\dots\dots 2.8$$

Ce seuil qui correspond à des énergies relativement basses, a été vérifié lors de mesures très sensibles, et des sections efficaces aussi faibles que 10^{-23} cm^2 peuvent être mesurées (31).

B) Réactions d'échange de charge.

La réaction d'échange de charge est normalement le procédé le plus important dans les collisions inélastiques, sauf pour les énergies cinétiques très élevées. Le défaut d'énergie ΔE de ce processus est égal à la différence de l'énergie d'ionisation des particules subissant le transfert. Ce défaut est généralement

très inférieur à celui mis en jeu dans les collisions avec ionisation et peut même être égal à zéro lors du transfert de charge dans un processus résonnant c'est-à-dire lorsqu'il y a échange entre un ion parent et sa molécule.

C H A P I T R E I I I

TRAVAUX ANTERIEURS

3.1 SOURCES D'IONS

Les travaux actuellement effectués sur les accélérateurs de particules, les séparateurs d'isotopes, les moteurs ioniques et les collisions ions-molécules, ont nécessité la réalisation de sources intenses d'ions. Les techniques utilisées pour la réalisation de ces sources sont souvent très différentes. Les sources de faisceaux ioniques peuvent se diviser en sources à décharge électronique, à radio-fréquence et à ionisation de champ. On néglige dans cette revue, les sources du type Nier (2) où les ions sont produits par bombardement électronique dans une chambre où la pression est inférieure à 10^{-5} torr. Les courants d'ions obtenus dans ces sources sont faibles. On néglige aussi les sources à arc travaillant à hautes tensions dans lesquelles le spectre d'énergie des ions formés est d'une centaine de volts et les rendent peu utilisables pour l'étude des réactions aux moyennes énergies.

a) Sources à décharge électronique.

On désigne ainsi les sources où l'agent ionisant principal est un électron émis par un filament incandescent. Ceci comprend les sources à arc basse tension, les sources à arc capillaire, les sources à électrons oscillants et les duoplasmatrons.

1) Sources à arc basse tension.

La première (Figure 3.1) a été mise au point par Lamar et Luhr (3) en 1934 pour obtenir un faisceau d'hydrogène (H^+ et H_2^+). Les électrons émis par le filament F sont accélérés vers l'anode A sous une tension d'environ 75volts. Les ions formés se dirigent vers la cathode C maintenue à environ -200 volts. Une partie des ions formés est extraite à travers la grille sous l'action de l'électrode E. Cette source qui produit un courant de l'ordre de 10^{-2} Amp/cm². est aujourd'hui peu utilisée à cause de la forte pression (0.25 torr) nécessaire dans la chambre d'ionisation.

2) Sources à arc capillaire.

En 1935, Tuve, Dahl et Hafstad (4) ont construit une source intense d'ions dite source à arc capillaire. Les électrons, émis par le filament F (Figure 3.2) sont accélérés à travers un trou cylindrique de 3,5 mm de diamètre et de 18 mm de longueur. Les ions formés dans ce tube capillaire, où la pression est maintenue à environ 10^{-3} torr, sont extraits perpendiculairement à la direction des électrons et à mi-distance entre le filament et l'anode A. Ce type de source utilisé par Trittelwitz (5) produit un faisceau ionique d'intensité comparable à celui obtenu avec la source de Lamar et Luhr bien que la pression dans la source soit environ 100 fois plus faible.

3) Sources à électrons oscillants.

Partant du principe de l'utilisation d'un champ magnétique d'abord employé par Nier (2) pour focaliser le faisceau d'électrons et augmenter la longueur utile de leur trajectoire dans une source de spectromètre de masse, Finkelstein (6) a réalisé une source d'ions à électrons oscillants. Dans cette source, représentée sur la Figure 3.3, les électrons, sous l'effet combiné d'un champ électrostatique accélérateur et décélérateur parallèles à la direction d'un champ magnétique, oscillent dans la chambre d'ionisation C.I. suivant une trajectoire d'hélice circulaire. Ces électrons subissent un mouvement de va et vient dans la chambre d'ionisation entre la plaque extractrice E et le filament F jusqu'à ce qu'ils aient subi une collision inélastique avec une molécule gazeuse ou soient tombés sur une électrode de la source. La pression dans la chambre d'ionisation est d'environ 6×10^{-4} torr. Un faisceau d'ions hydrogène de l'ordre du milliampère est extrait parallèlement au champ magnétique et à la direction des électrons.

Ce type de source a été repris et légèrement modifié par plusieurs auteurs dont Heil (7), Bailey (8), Lamb (9) et Carlston (10).

Hoyaux (11), dans une étude théorique faite sur de telles sources, conclue qu'aux fortes pressions caractérisées par l'apparition d'un plasma visible, le courant d'ions est proportionnel au courant électronique et devient indépendant de la pression. Lors de la mise au point d'une source à électrons oscillants,

Almen et Neilson (12) constatent que le pouvoir maximum de résolution coïncide avec un courant ionique stable obtenu pour des pressions comprises entre 3×10^{-4} et $1,5 \times 10^{-3}$ torr. Ils remarquent aussi que l'efficacité de la source est proportionnelle à la longueur de la chambre d'ionisation.

4) Duoplasmatrons.

Basées sur le principe du duoplasmatron suggéré par von Ardenne (13), plusieurs sources ont déjà été réalisées et surtout utilisées avec des accélérateurs de particules. Dans ces sources à électrons oscillants, une troisième électrode, Figure 3.4, de forme conique insérée entre l'anode et la cathode comprime le plasma. De très fortes tensions d'extraction (> 10.000 volts), permettent d'obtenir des faisceaux de l'ordre du milli-ampère. Les duoplasmatrons sont généralement utilisés avec des gaz rares ou pour la production de protons (14). Cependant, Kelley et ses collaborateurs (15) ont obtenu pour l'hydrogène, des concentrations relatives de H_2^+ comprises entre 70 et 40 % lorsque la pression dans la source passe de $7,7 \times 10^{-2}$ à $4,8 \times 10^{-1}$ torr.

b) Sources à radio-fréquence.

Dans les sources à radio-fréquence d'abord réalisées par Gettling (16) puis par Thoneman (17), les ions sont produits dans un tube de quartz ou de verre où la pression peut varier entre 10^{-3} et 10^{-1} torr. Ce tube, entouré extérieurement

par une bobine d'induction se termine par une électrode métallique servant à extraire les ions formés. Certaines sources sont utilisées avec un champ magnétique perpendiculaire (18) (10 à 60 gauss) ou parallèle (19) (300 - 1000 gauss) au champ électrique . La plus grande densité d'ions est obtenue avec un champ perpendiculaire de 10 à 60 gauss. Ce type de source produit un faisceau généralement riche en protons ou en ions fragments avec un spectre d'énergie de 40 à 100 eV (1). Devienne (20) rapporte avoir obtenu un faisceau riche en ions H_3^+ pour des pressions supérieures à 5×10^{-2} torr.

c) Sources à ionisation de champ.

Dans ce type de source, réalisé en 1954 par Inghram et Gomer (21) pour la spectrométrie de masse, l'ionisation, expliquée par l'effet tunnel, est produite par l'action sur la molécule d'un champ électrique très élevé $\sim 10^8$ volts/cm. Sous l'action de ce champ, la barrière de potentiel de la molécule est modifiée de telle façon qu'un électron au potentiel zero de la molécule peut traverser la barrière de potentiel de cette molécule.

La source est constituée par une pointe métallique d'environ 500 Å de diamètre placée au centre d'une électrode trouée d'où sont extraits les ions. La différence de potentiel existant entre ces pièces est de l'ordre de 20.000 volts. Pour une pression de gaz de 10^{-4} torr, des courants de l'ordre de 10^{-5} amp/cm² peuvent être obtenus. Les sources de ce type produi-

sent principalement l'ion parent des molécules organiques avec une faible dispersion d'énergie. Ces deux propriétés les rendent très intéressantes pour l'étude des molécules organiques.

Conclusion.

Cette présentation des sources d'ions, dont les principales caractéristiques sont rappelées au Tableau 3.1, montrent que toutes ces sources, dites intenses, produisent des faisceaux de particules de densités équivalentes sauf celles à ionisation de champ où la densité semble plus faible. Les sources diffèrent surtout par leur construction, le taux de dissociation des molécules et les pressions dans la chambre d'ionisation. Les duoplasmatrons et les sources à radio-fréquence sont surtout utilisés pour les travaux sur H_2 , He et les gaz rares effectués à de grandes énergies alors que les autres types sont employés pour les collisions à des énergies inférieures à 10 keV avec des molécules souvent moins stables que les atomes des gaz rares.

3.2 TRAVERSEE D'UNE CIBLE GAZEUSE PAR UN FAISCEAU D'IONS OU DE NEUTRES.

Un nombre très considérable de travaux expérimentaux et théoriques a été publié sur les phénomènes intervenant lors de la traversée d'une cible de gaz par un faisceau d'ions ou de neutres rapides. Il ne paraît pas utile de présenter tous ces travaux car d'excellentes revues générales en ont été faites par Massey et Burhop (22), Hasted (1), Ross (23) et Bates (24) alors que Rapp et Francis (25) ont présenté les développements théoriques. Aussi,

après avoir rappelé les principales méthodes utilisées pour l'étude des collisions inélastiques, on présente quelques résultats expérimentaux et théoriques qui, par les systèmes étudiés ou les énergies, sont en rapport avec le présent travail.

A) Méthodes expérimentales.

Alors que l'étude des réactions ions-molécules pour de faibles énergies s'effectue généralement dans des sources de spectromètre de masse, les expériences sur l'étude des collisions pour des énergies cinétiques plus élevées s'effectuent à partir d'un faisceau d'ions accélérés rencontrant des particules lentes. Comme il y a généralement peu de particules rapides fortement déviées, le faisceau incident demeure, après la collision, un faisceau bien défini même si la nature des particules lentes et rapides a été altérée lors des collisions inélastiques. Les mesures expérimentales peuvent donc être effectuées sur les ions et les électrons lents ou sur les ions et les neutres rapides afin de déterminer les sections efficaces des différents procédés. La détection des particules excitées peut être effectuée par des mesures d'émission lumineuse.

Les premiers travaux effectués sur les collisions ont été faits par la méthode dite des collisions multiples ou des faisceaux à l'équilibre utilisée par Wien (26). Dans ces expériences, la pression dans la cible est augmentée jusqu'à ce que le rapport entre les neutres et les ions rapides demeure constant. Ces expériences qui ont été discutées par Allison (27)

ne donnent pas de renseignements sur l'état des particules après une première collision car elles peuvent être altérées par une deuxième collision ou par réaction avec les ions formés.

La méthode maintenant utilisée est dite à collision unique. Dans cette technique, la pression du gaz cible est assez faible pour qu'une particule rapide ne subisse qu'une seule collision avec le gaz cible. L'existence dans la chambre de réaction de champs électriques ou magnétiques ayant une direction perpendiculaire à celle du faisceau rapide dirige les particules lentes sur une plaque de condensateur ou dans un tube de spectromètre de masse. L'intensité des courants d'ions ou d'électrons lents permet de déterminer les sections efficaces d'échange, d'ionisation ou d'apparition d'électrons. Des mesures sur l'atténuation du faisceau incident, la formation du nouveau faisceau de particules rapides et de particules lentes produites lors de la collision permettent de connaître les sections efficaces des phénomènes inélastiques ainsi que des phénomènes élastiques.

1) Mesure des particules lentes.

a) Mesures par condensateurs.

Les premières études des collisions faites à partir des particules lentes recueillies sur les plaques d'un condensateur placé dans la chambre de collision ont été effectuées par Goldman (28). Ce genre d'appareil représenté sur la

Figure 3.5 a été utilisé par Keene (29) pour l'étude des sections efficaces d'apparition d'ions lents et d'électrons pour les collisions de protons et d'hydrogène. Le faisceau de protons produit par une source à arc basse tension entre par l'ouverture S dans la chambre d'échange qui se termine par une cage de faraday (F, F_1 , F_2). Les électrons lents et les ions formés lors des collisions sont mesurés sur les plaques G, C ou P selon la direction du champ électrique appliqué entre la plaque P et les plaques C et G et la charge des particules lentes.

Afin d'éviter que les lectures ne soient faussées par un arrachement d'électrons secondaires provoqué par le choc des particules sur les condensateurs, on fait souvent précéder ces plaques d'une grille polarisée négativement. La mesure des particules lentes par un système de condensateurs a été utilisée avec des variantes par plusieurs expérimentateurs dont Hastad et Gilhody (30) puis Utterback et ses collaborateurs (31) pour des réactions ions-neutres et neutres-neutres de gaz atmosphériques.

b) Analyse par spectrométrie.

La technique de mesure par condensateur devient inadaptée pour déterminer les sections efficaces d'échange lorsqu'il se produit au même temps fragmentation de la molécule cible. Un moyen d'étude de ce phénomène est l'analyse des ions lents avec un tube de spectromètre de masse perpendiculaire

à la direction du faisceau de particules rapides. La chambre d'ionisation du spectromètre est alors remplacée par une chambre de collision où les ions lents produits par collisions sont extraits et accélérés vers le tube séparateur.

La Figure 3.6 montre une section de l'appareil, réalisé par Afrosimov et Fedorenko (32)^{et} utilisé pour analyser les ions lents produits par choc de protons rapides avec de l'hydrogène,²⁵ en mesurer la distribution angulaire et l'énergie cinétique. Ce spectromètre d'analyse est orientable entre 76° et 92° par rapport à la direction du faisceau incident qui entre à la droite de la chambre d'échange. Pour les mesures de distribution angulaire des particules lentes, aucun potentiel d'extraction n'est appliqué sur les plaques E. Les ions sont accélérés seulement après avoir pénétré dans le tube du spectromètre.

L'analyse des ions lents au moyen d'un tube de spectromètre a été développée et utilisée par Lindholm et ses collaborateurs (33) puis reprise par Abbe (34) pour des ions d'énergie inférieure à 2.000 eV et des cibles de plusieurs gaz dont des hydrocarbures légers, alors que Weiner (35) a étudié des molécules chlorées pour des énergies comprises entre 3 et 200 eV. Dans ces études par spectrométrie, il faut citer l'appareil de Fite et ses collaborateurs (36) qui utilisent la technique des jets croisés d'ions de molécules ou d'atomes et analysent par spectrométrie, les particules lentes formées.

Cette technique n'est cependant pas très bien adaptée à la détermination des sections efficaces d'échange ou de dissociation en raison de l'existence de phénomènes de discrimination dans l'extraction des ions de la chambre de collision.

2) Mesure des particules rapides.

Le faisceau de particules rapides obtenu à la sortie d'une chambre de collision est un mélange d'ions et de neutres rapides. Des analyses puis des déterminations d'intensité et de vitesse peuvent être effectuées sur ces particules. Un condensateur électrostatique placé à la sortie de la région d'interaction permet de séparer les ions des neutres.

Si une cage de Faraday permet d'évaluer facilement la densité d'un faisceau d'ions, la mesure de celle des particules neutres est difficile. Les expérimentateurs en mesurent l'intensité par le courant d'électrons secondaires produit lorsqu'ils tombent sur une cible métallique, par l'élévation de température d'une mince feuille métallique ou par des compteurs de particules. Dans leurs travaux sur les jets moléculaires intenses, d'énergie cinétique inférieure à 3.000 eV, Devienne et ses collaborateurs (20) évaluent l'intensité du faisceau de neutres en utilisant soit une jauge à ionisation, soit un détecteur calorimétrique dans lequel les molécules accommodent leur énergie à la température de la paroi, soit l'émission d'électrons secondaires. Ils constatent durant ces me-

sures que pour des faisceaux de 5×10^{13} particules/cm².sec, la méthode de la jauge à ionisation manque de sensibilité et que les mesures calorimétriques sont plus précises.

La méthode par électrons secondaires donne des réponses rapides, mais le facteur d'émission des électrons en fonction de la nature et de l'énergie des particules rapides est encore assez mal connu. Il dépend aussi de la nature et de l'état de surface de la cible. Les déterminations de ce facteur rapportées dans la littérature conduisent souvent à des résultats très différents et Kaminski (38) suggère que des travaux soient effectués afin de mieux déterminer ce facteur d'émissivité.

Pour l'analyse des particules rapides, des expérimentateurs placent après la chambre de collision, dans l'axe du faisceau, un tube de spectromètre de masse. Ainsi, Rourke (40) a utilisé cette méthode pour l'analyse d'ions de grande énergie (> 10.000 eV) traversant une cible gazeuse alors que Giese (39) l'utilise pour analyser les ions produits par des réactions ions-molécules effectuées à de très faibles énergies cinétiques (< 10 eV).

Très peu de travaux ont été faits en analysant les neutres rapides. Cependant Peterson (45) utilise un canon intense d'électrons situé après la chambre de collision afin d'ioniser ces particules rapides (2 à 3 keV) avant analyse par

spectrométrie de masse. Il module le faisceau d'électrons ionisant afin d'augmenter le rapport signal/bruit.

B) Résultats expérimentaux.

Les travaux sur les collisions de particules rapides avec des molécules lentes ont été faits pour des énergies comprises entre quelques électrons volts et plusieurs millions d'électrons volts. Les premières expériences vieilles d'environ 30 ans portèrent surtout sur l'hydrogène et les gaz rares légers alors que maintenant plusieurs travaux effectués à moyenne énergie (< 5.000 eV) le sont avec les gaz atmosphériques, des molécules organiques et des métaux alcalins.

En 1952, Massey et Burhop (22) ont fait une revue des résultats déjà obtenus alors que Allison et Garcia-Munoz (37) puis Heinz et Feinler (47) ont fait le même travail de compilation en 1961 et 1962. Quant aux travaux plus récents, on peut se référer aux volumes de Hasted (1), et Ross (23), et aux expérimentateurs dont les appareils ont été cités dans ce travail.

Si une revue systématique des travaux n'est pas souhaitable, il peut être intéressant de rappeler quelques résultats récents présentés par les expérimentateurs.

Lorsqu'on compare les sections efficaces des réactions d'échange de charge ou d'ionisation obtenues par différents auteurs, on constate qu'elles diffèrent souvent par un facteur aussi important que trois. Ces différences sont souvent

attribuées au manque de précision dans la détermination de la pression du gaz cible. Si la mesure de la pression peut effectivement être une source importante d'imprécision, Amme et Utterback (31) ont constaté que le degré d'excitation des ions incidents pouvait changer par un facteur deux la mesure de section efficace d'échange de charge pour le système $O_2^+ - N_2$ alors que Simons et ses collaborateurs (48) constatent que la section efficace d'atténuation d'un faisceau d'ions est souvent également répartie entre la diffraction élastique et l'échange de charge pour des énergies inférieurs à 400 eV.

Dans les processus d'échange de charge, l'ion produit est dévié presque perpendiculairement à la direction de l'ion incident (32) avec une énergie négligeable (29) alors que la particule neutre produite garde la direction de l'ion incident (49). La perte d'énergie cinétique du processus est alors égale à la différence du potentiel d'ionisation des deux particules. Lors des phénomènes d'ionisation ou de dissociation, si les particules lentes sont encore projetées à angle droit par rapport au faisceau incident, elles le sont avec des énergies inférieures à un pour cent de l'énergie du projectile (1).

Pour les réactions d'échange de charge symétrique et résonnante c'est-à-dire entre une molécule et son ion parent, la section efficace d'échange diminue avec l'accroissement de la vitesse des particules rapides suivant l'expression:

$$Q^{1/2} = a - b \ln v.$$

où a et b sont des constantes. Cependant, les travaux effectués par Lindholm et son équipe (33) puis par Homer (42) et ses collaborateurs au moyen de l'analyse spectrométrique des ions lents formés lors du bombardement d'un gaz cible par des ions rapides, suggèrent que le potentiel d'ionisation des ions et des molécules entrant en collision détermine pratiquement l'importance relative des divers procédés d'interaction alors que l'énergie de translation dans les domaines étudiés (< 2.000 eV) a peu d'influence sur ces procédés. Ainsi von Kock (33) remarque une prédominance des ions fragments et peu d'ions CH_4^+ lorsqu'il bombarde du méthane avec des ions qui ont un potentiel d'ionisation supérieur à $14,5$ eV, le potentiel d'apparition CH_4^+ à partir du méthane étant de 13 eV.

La valeur de la section efficace d'échange pour un ion donné est généralement maximale pour des collisions résonnantes et elle décroît en fonction inverse de la différence des potentiels d'ionisation c'est-à-dire du défaut d'énergie de la collision.

Les quelques études (31,49), faites sur l'ionisation et la dissociation des neutres par collision avec des gaz cibles, indiquent que les sections efficaces de ces phénomènes sont environ dix fois plus faibles que les sections efficaces d'échange de charge pour des énergies cinétiques de l'ordre de 1.000 eV.

C) Travaux théoriques.

Dans leurs travaux sur les collisions, qui portent presque exclusivement sur l'hydrogène, les gaz rares et quelques ions métalliques, les théoriciens divisent la vitesse des particules en trois gammes. La gamme inférieure comprend les vitesses inférieures à $10^5/\mu^{1/2}$ cm/sec. et la gamme supérieure celles plus grandes que 10^8 cm/sec. (μ est la masse réduite du système). Pour les ions H_2^+ et CH_4^+ le régime intermédiaire correspond à des énergies cinétiques inférieures à 10^4 et 5×10^4 eV.

Pour le calcul des sections efficaces d'échange de charge, le seul traitement rigoureux aux faibles vitesses est basé sur la mécanique quantique (50) alors qu'aux vitesses intermédiaires qui ont fait l'objet de plusieurs travaux, une méthode semi-classique est généralement utilisée. Avec cette méthode, le mouvement relatif des particules est décrit par les trajectoires d'une collision classique alors que la probabilité de transition d'un électron de la cible à l'ion incident est basée sur la mécanique ondulatoire. Aux grandes vitesses ($v > 10^8$ cm/sec.), le procédé applicable aux vitesses moins élevées n'est plus valable car la vitesse de la particule rapide devient comparable à la vitesse orbitale de l'électron de la cible. Différents théoriciens dont Bates et Mc Carrol (51), Kingston (52) et Mapleton (53) traitent de ces collisions effectuées aux énergies élevées.

Pour les vitesses intermédiaires, Rapp et Francis (25) ont calculé les sections efficaces d'échange de gaz rares et quelques métaux dans des procédés à résonnance symétrique. Les résultats représentés sur la Figure 3.7 et comparés aux résultats expérimentaux présentent une assez bonne concordance. Les sections efficaces pour des collisions d'autres atomes peuvent être évaluées par une interpolation basée sur le potentiel d'ionisation de leurs ions. Les mêmes auteurs ont aussi présenté une série de résultats semi-quantitatifs pour l'échange dans des procédés asymétriques. Les valeurs des sections efficaces dont on représente une série sur la Figure 3.8 sont déterminées à partir de la différence existant entre les potentiels d'ionisation des particules de la collision et du potentiel moyen de ces particules.

D) Conclusion.

Pour obtenir des résultats expérimentaux plus précis que ceux actuellement disponibles sur les phénomènes qui interviennent lors de collisions entre des particules rapides et une cible de gaz, il faudrait réaliser un appareil englobant tous les éléments de mesure et d'analyse décrits précédemment. La complexité technique d'un tel montage explique qu'il n'ait pas encore été complètement réalisé.

Le but du présent travail étant d'obtenir un faisceau dirigé et intense de radicaux libres, le montage expérimental réalisé est représenté schématiquement sur la Fi-

gure 1.1. Il comprend essentiellement une source d'ions, une chambre de collision, une cage de Faraday et un spectromètre de masse placé dans l'axe du faisceau afin de déterminer l'intensité et la nature des particules rapides qui sortent de la chambre de collision.

Types de Sources	Pression torr	Spectre	Densité Amp/cm ²	Dispersion Energétique	Utilisations
Arc Basse Tension	$\sim 10^{-1}$	H ⁺ , H ₂ ⁺	$< 10^{-2}$	faible	peu utilisée
Arc Capillaire	$\sim 10^{-3}$	H ₂ ⁺	$\sim 10^{-3}$	faible	Faisceau d'ions
Electrons oscillants	$\sim 10^{-3}$	H ₂ ⁺	$\sim 10^{-3}$	faible	Faisceau d'ions
Duoplasmatrons	$\sim 10^{-2}$	H ⁺	$\sim 10^{-3}$	assez faible	Accélérateurs Faisceau rapide
Radiofréquence	$\sim 10^{-2}$	H ⁺	$\sim 10^{-3}$	grande	Faisceau d'ions Accélérateurs Plasma
Ionisation de champ	$\sim 10^{-3}$	H ₂ ⁺	$\sim 10^{-5}$	faible	Spectrométrie
Electrons oscillants (Lavertu)	$\sim 10^{-3}$	H ₂ ⁺	$\sim 5 \times 10^{-4}$	faible	Faisceau d'ions

Tableau 3.1 Caractéristiques des sources intenses d'ions.

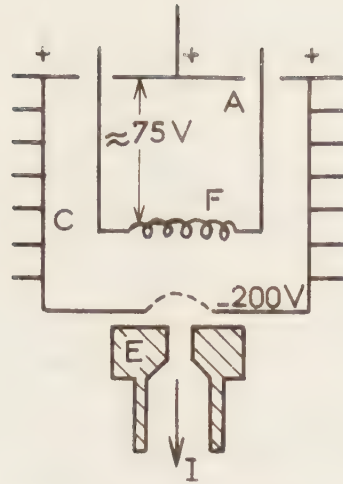


Figure 3.1 SOURCE D'IONS à BASSE TENSION

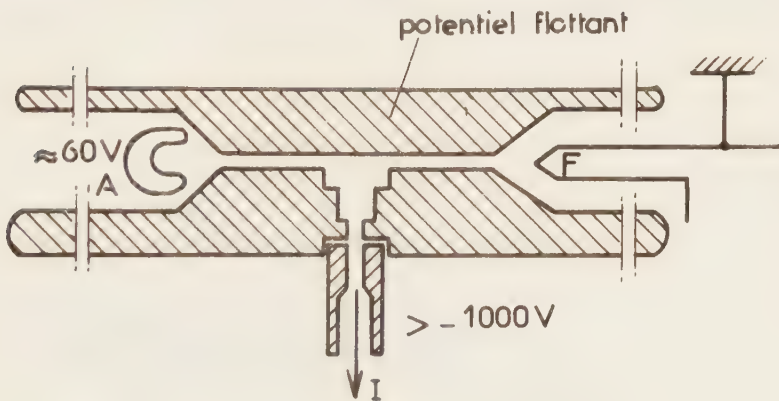


Figure 3.2 SOURCE D'IONS à ARC CAPILLAIRE

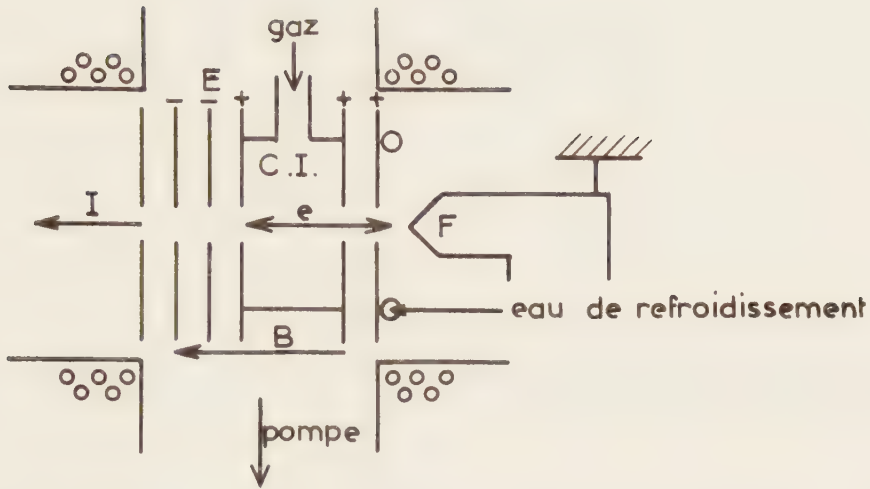


Figure 3.3 SOURCE D'IONS à ELECTRONS OSCILLANTS

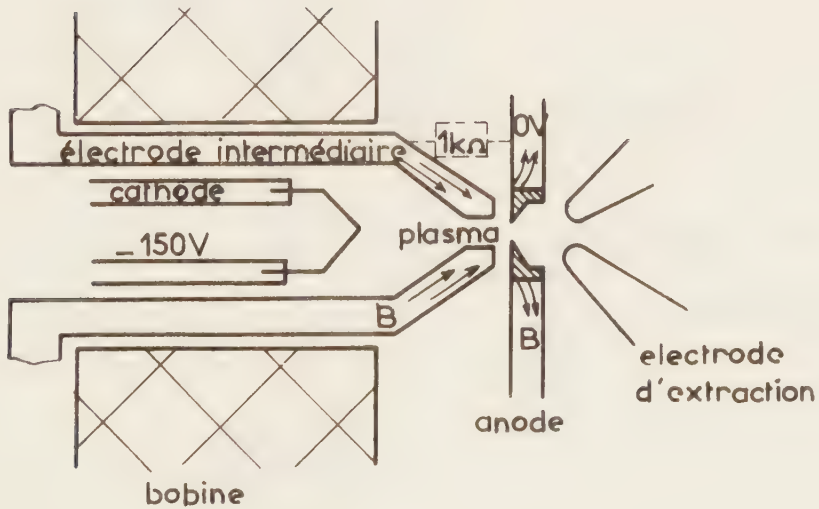


Figure 3.4 DUOPLASMATRON

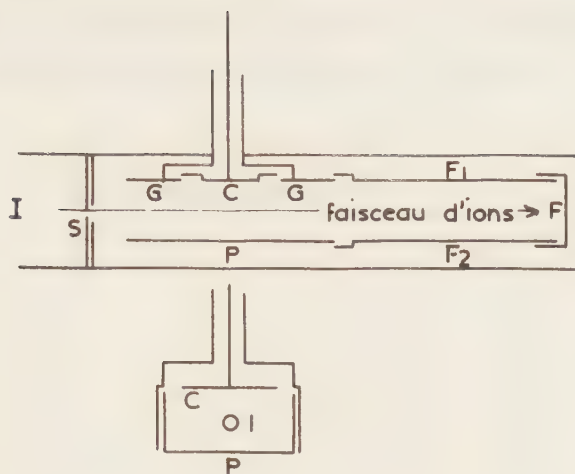


Figure 3.5 CHAMBRE de COLLISION UTILISEE par KEENE (29)

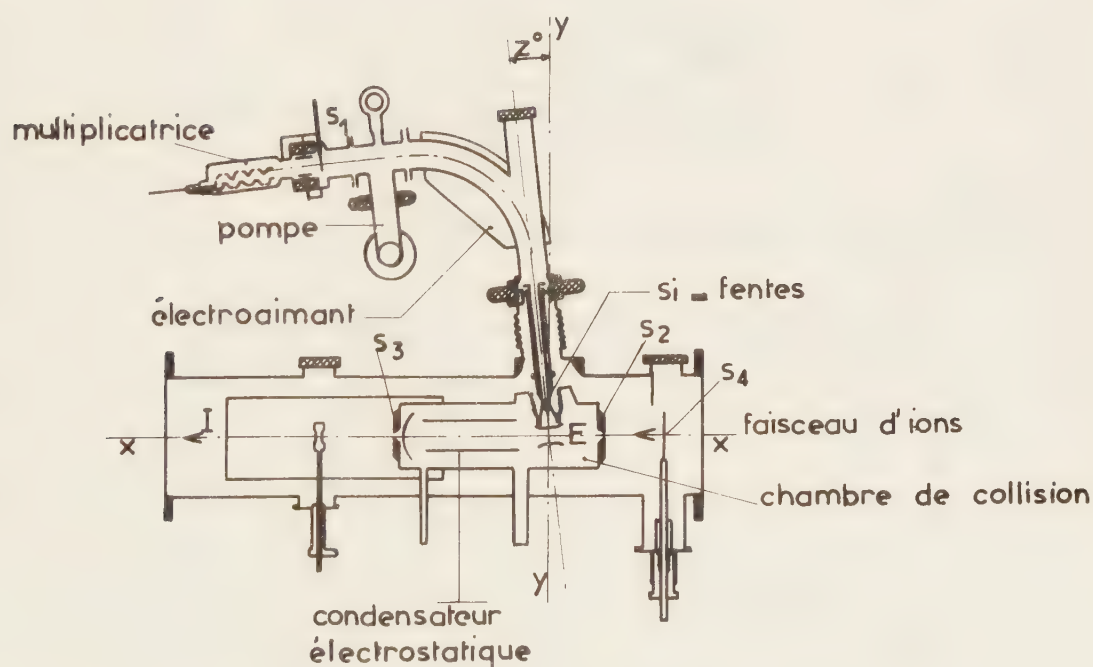


Figure 3.6 APPAREIL D'AFROSIMOV et FEDORENKO pour
L'ETUDE des COLLISIONS D'IONS NEUTRES (32)

Figure 3.7 SECTIONS EFFICACES D'ÉCHANGE de CHARGE
RESONNANTE CALCULEES par RAPP et FRANCIS (25)

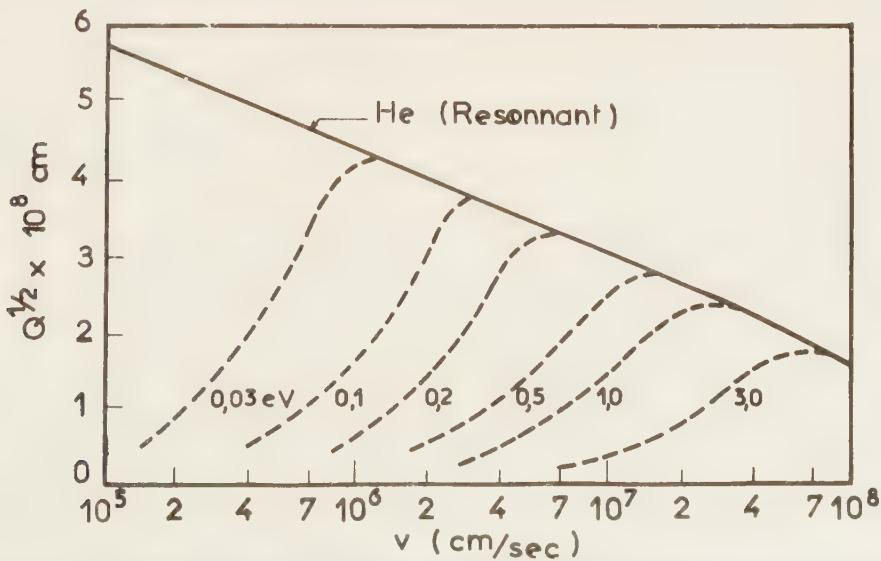
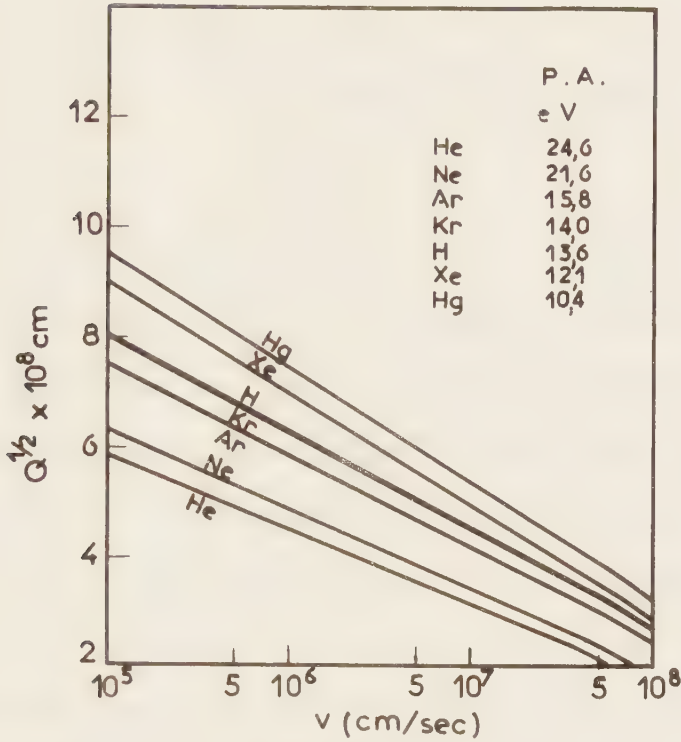


Figure 3.8 SECTIONS EFFICACES D'ÉCHANGE de CHARGE
non RESONNANTE CALCULEES par RAPP et FRANCIS (25)

CHAPITRE IV

DESCRIPTION TECHNIQUE

L'appareil réalisé durant le cours de ce travail, représenté à la Figure 4.1, comprend une source d'ions à électrons oscillants avec ses lentilles de focalisation ou canon d'ions, une chambre de collision cylindrique délimitant la cible gazeuse et les instruments de détection et d'analyse des faisceaux qui comprennent une cage de Faraday, une multiplicatrice d'électrons et un spectromètre de masse. Deux enceintes à vide contigues ont été construites. Une première contient la source d'ions ainsi que la chambre d'échange utilisée pour l'étude des collisions, alors que la seconde contient les appareils de mesure.

4.1 ENCEINTES A VIDE.

La première enceinte, E 1. Figure 4.1, dont deux vues sont présentées sur la Figure 4.2, est un cylindre de 420 mm de diamètre et 170 mm. de hauteur. La partie verticale est réalisée à partir d'une tôle d'acier inoxydable de 2,0 mm. d'épaisseur. Cette paroi est soudée sous atmosphère d'argon à une bride de 25 mm. d'épaisseur sous laquelle se fixent la pompe à diffusion d'huile, le bloc support du filament de la source et la conduite d'entrée du gaz à ioniser. La partie supérieure de

la paroi est soudée à une couronne sur laquelle repose la bride supérieure de l'enceinte. A cette bride, munie d'un hublot en verre, se fixe une jauge à ionisation (Edwards Modèle I G 2 H) pour la mesure du vide dans l'enceinte.

La face externe de la bride A Figure 4.1 et 4.2 est dans un plan perpendiculaire au plan du fond de l'enceinte et son centre est aligné avec la ligne verticale passant par le centre de l'ouverture B laquelle se fixe le bloc support du filament. Les sorties de courant nécessaires dans cette partie de l'appareil sont vissées à des brides soudées sur les parois verticales de l'enceinte.

La deuxième enceinte E.2, Figure 4.1, qui reçoit les appareils de mesure est un bloc cylindrique en acier inoxydable. Ce bloc orientable est porté par l'intermédiaire de billes sur un plateau pouvant se déplacer horizontalement sur un cadre de soutien. Ce système permet la rotation et le positionnement de cette enceinte par rapport à la bride A (Figure 4.1) de la première.

La partie verticale et extérieure de E.2 est usinée de façon à recevoir deux contre-brides C et D, Figure 4.1, isolées par rapport à l'enceinte mais ayant des faces parallèles et centrées sur le même axe. Les entrées de gaz, de courant et de jauges sont fixées à la paroi verticale. La partie supérieure est fermée par une bride portant une cage de Faraday escamota-

ble de l'extérieur (Figure 4.1) alors que la partie inférieure est raccordée à une pompe à diffusion et à un piège à air liquide.

L'étanchéité entre les brides et le corps des enceintes est assurée par des bagues toriques en viton. Le vide dans chacune de ces enceintes est obtenu par une pompe à diffusion de vapeur d'huile de marque "Edwards" (Modèle F 603) munie d'un piège à air liquide. Chacun des deux ensembles a une vitesse de pompage de 300 litres/sec. Les pompes à diffusion sont couplées à une pompe rotative à palettes de marque "Edwards" (Modèle E D 500) d'une capacité de $30\text{m}^3/\text{hr}$. Le vide limite obtenu dans les enceinte est inférieur à 1×10^{-7} torr.

Les photographies de la Figure 4.3 montrent les appareils électroniques ainsi que l'extérieur des enceintes, leur groupe de pompage et leur cadre de soutien.

4.2 SOURCE D'IONS A ELECTRONS OSCILLANTS

a) Choix du type de source.

Le faisceau intense d'ions ayant des énergies entre 500 et 3.000 eV. nécessaire pour les études envisagées est produit par une source à électrons oscillants maintenus autour de l'axe de symétrie de la source par un champ magnétique parallèle à la direction de l'extraction des ions.

Cette source, représentée sur la partie gauche de

la Figure 4.1 diffère des sources du même type décrites dans la littérature, par le circuit magnétique. En effet, le faisceau d'ions, extrait de la chambre d'ionisation placée dans l'entrefer d'un électro-aimant canalisant les lignes du champ magnétique, traverse un de ces pôles avant d'être utilisable. Dans les autres sources à électrons oscillants, la chambre d'ionisation est placée axialement et à l'intérieur d'un aimant permanent ou d'une bobine parcourue par un courant continu.

Ce type de source a été retenu pour différentes raisons dont les principales sont:

- 1) La faculté de produire un faisceau d'ions d'intensité comparable aux autres types de sources intenses d'ions sans dissocier complètement les molécules.
- 2) La possibilité de modifier l'énergie des électrons ionisants et ainsi le spectre des ions produits. Cette possibilité est intéressante pour la production d'ions à partir de gaz tels que H_2 , CH_4 , N_2 , Ar et CO_2 . Cette faculté de modification du spectre n'est pas toujours possible ou facile à réaliser dans les sources à radio-fréquence ou les duoplasmatrons qui ont tendance à désintégrer complètement les molécules (54).
- 3) Le champ électrique, nécessaire pour l'extraction des ions de la chambre d'ionisation est relativement faible et rend possible l'utilisation des ions sans

faire usage de lentilles décélératrices. Dans les duoplasmatrons, les tensions d'extraction étant très élevées, il faut prévoir des générateurs appropriés, et dans le cas présent, il serait nécessaire de ralentir les ions pour les utiliser à des énergies comprises entre 500 et 3.000 eV.

- 4) Les conditions ou les paramètres de fonctionnement d'une source à électrons oscillants n'étant pas très critiques, elle est susceptible de produire un faisceau stable dans le temps, même s'il se produit quelques variations dans les paramètres de la source et en particulier un changement de pression.

b) Description de la source

La source intense d'ions à électrons oscillants représentée à la Figure 4.1 est essentiellement constituée par:

- le filament F soutenu par le bloc support c,
- la chambre d'ionisation située entre les plaques d et e,
- les plaques extractrices ou focalisatrices f, g et h.

Ces pièces sont situées dans l'enterfer de 70mm, de largeur du noyau magnétique délimité par les pièces a et i placées dans l'enceinte E.1 décrite à la Section 4.1.

Dans le prolongement de la partie verticale des pièces a et i, mais à l'extérieur de l'enceinte, le reste du noyau magnétique, représenté par N, soutient la bobine de l'aimant.

Le noyau magnétique en fer doux recouvert d'une pellicule de chrome est de forme rectangulaire sauf les parties horizontales près des plaques de la source qui sont de forme cylindrique. La section rectangulaire du noyau a des côtés de 35 mm. et 70 mm.. La pièce a et la pièce i percée d'un trou tronconique pour permettre le passage des ions sont solidaires des équerres de soutien T (Figure 4.1) fixées à un plateau en acier inoxydable de 10mm. d'épaisseur et de 400 mm. de diamètre. L'isolement électrique entre les pièces du noyau et les équerres est assuré par des rondelles de téflon et des cylindres en alumine.

Les plaques de la source sont des tôles carrées d'un mm. d'épaisseur en acier inoxydable sauf la plaque b, qui pour des raisons de conductivité thermique est en cuivre. Le diamètre des trous percés au centre des plaques est indiqué sur la Figure 4.1 ainsi que la distance entre les plaques. Le positionnement des plaques entre elles est obtenu par quatre tubes en alumine traversant les plaques. La distance et l'isolement électrique entre ces plaques sont assurés par des espaceurs également en alumine. Les plaques de la source sont fixées par des tiges de deux mm. de diamètre concentriques aux cylindres d'alumine et vissées aux équerres T (Figure 4.1).

La chambre d'ionisation de 25 mm. de longueur est délimitée par un tube cylindrique en acier inoxydable de

30 mm. de diamètre inséré entre les plaques d et e. Ce tube, auquel est soudé un joint rodé, est raccordé à une conduite en verre de 11 mm. de diamètre fermée à l'extérieur de l'enceinte par une vanne de dosage (V.I Figure 4.1) de marque Leybold (Modèle 173-20). Une jauge à vide Pirani (J.I) de marque L K B (Modèle 3294 B), placée dans l'enceinte est soudée sur cette conduite d'alimentation à 80 mm. de la chambre d'ionisation.

Les plaques de la source et le noyau magnétique i sont placés parallèlement à la face externe de la bride A de l'enceinte E.I, Figure 4.1 et 4.2 et leur trou est centré avec le centre de cette bride. Le positionnement est obtenu par l'intermédiaire de trois vis du plateau de soutien portant sur des cales ajustables au fond de l'enceinte E.I. (emboîture trou-trait-plan de Lord Kelvin).

Le filament de la source est un barreau de tungstène d'un mm. de diamètre fixé aux deux tiges en cuivre qui conduisent le courant. Ces tiges sont maintenues par le bloc support c (Figure 4.1). Ce bloc montré en coupe à la Figure 4.4 est composé de deux sections. La section supérieure est un bloc de cuivre de 15 mm. d'épaisseur soudé à l'étain sur un cylindre en acier inoxydable. La bride de ce cylindre se fixe par des vis à la plaque inférieure de l'enceinte E.1 contenant la source. La Figure 4.4 montre le système de circulation d'eau de refroidissement de ce support, son isolement élec-

trique par rapport à l'enceinte ainsi que les passages de courant. Lorsque ce bloc est fixé à l'enceinte de la source, la droite tirée par le centre et perpendiculaire à la face externe de la bride A (Figure 4.1), passe au centre du trou de deux mm. de diamètre percé dans le bloc devant le filament. Ce trou permet aux électrons d'atteindre la chambre d'ionisation.

c) Canon à ions.

Cette partie de la source, montrée à la Figure 4.1 comprend les plaques placées à l'extérieur de l'entrefer. Sur la plaque j est soudé un tube qui se place dans le trou tronconique de la pièce i. Ce tube est suivi de la plaque k percée d'un trou central de 7 mm. de diamètre. Les ouvertures de ces deux pièces sont munies d'une grille de grande transparence $\approx 80\%$ qui délimite les lignes équipotentielles au niveau des ouvertures et améliore le rendement du canon (55).

Après ces deux éléments, est placé un condensateur électrostatique formé de quatre plaques de 15 mm. de longueur distantes de 10 mm. et parallèles à la direction du faisceau. Ce système peut servir à corriger un défaut d'alignement entre le canon et la source fixée aux équerres.

Après ce condensateur se trouve la plaque l qui précède soit une cage de Faraday servant à mesurer le courant total d'ions, soit une cible de gaz pour l'étude des collisions. Près de la contre bride C, les plaques n et o forment un conden-

sateur utilisé pour la déviation des ions. Les plaques du canon sont en acier inoxydable d'un mm. d'épaisseur sauf la plaque j et celles du condensateur correcteur qui sont en cuivre.

Les plaques circulaires du canon sont fixées par trois tiges à la contrebride C, Figure 4.1, qui assure la jonction entre l'enceinte de la source et celle contenant les appareils de mesure. L'alignement entre ces plaques est obtenu, en plaçant les plaques dans un mannequin-guide de forme cylindrique, lors du blocage des écrous placés à une extrémité des tiges. L'isolement électrique et la distance entre les plaques sont obtenus par des espaceurs cylindriques en alumine.

d) Chambre de collision.

La chambre de collision (Figure 4.1) contenant le gaz cible est délimitée par un tube en acier inoxydable de 30 mm. de diamètre et de 90 mm. de longueur placé entre les plaques l et m montrées sur la Figure 4.1. Le gaz arrive dans cette chambre par le tube de 11 mm. de diamètre dont le centre est à mi-distance des deux extrémités de la chambre. Une jauge à vide Pirani de marque L K B (Modèle 3294 B) placée dans l'enceinte E.2 est soudée sur la conduite d'alimentation entre la chambre d'échange et la vanne de dosage Leybold V.2 qui règle le débit de gaz.

Les photographies de la Figures 4.5 montrent l'intérieur des deux enceintes avec la source d'ions, son canon et

une partie de la chambre de collision.

4.3 EQUIPEMENT ELECTRONIQUE

a) Source

Le schéma électrique de la source d'ions et du canon est donné par la Figure 4.6. Les différents potentiels des plaques de la source permettent des tensions d'accélération d'ions de 500 à 3.000 eV. Ces potentiels sont pris sur des ponts diviseurs alimentés par un générateur de tension continue réglable de 500 à 5.000 volts pouvant débiter 10 milli-ampères (Technique Nucléaire Modèle A R 3).

La tension d'accélération des électrons ionisant appliquée entre le bloc support du filament et ce dernier, est ajustable de 0 à 400 volts. Elle est fournie par un générateur de tension continue pouvant débiter 200 milli-ampères (Katji modèle 201). L'émission électronique du filament de tungstène, ajustable de 0 à 10 milli-ampères, est stabilisée à partir du courant recueilli sur le bloc support. Le schéma de cette régulation, réalisée au laboratoire par G. Antoine, est donné sur la Figure 4.7. Elle est constituée de deux tubes de puissance 7242 (triple triodes) servant de charge variable pour le transformateur T_1 . Ces tubes sont commandés par un amplificateur de tension (6 A M 6), lui-même commandé par un amplificateur 12AU7.

La bobine de l'électroaimant produisant le champ ma-

gnétique au niveau de la chambre d'ionisation est constitué de 2.000 spires de fil de cuivre de 1,6 mm. de diamètre. Cette bobine est alimentée par un générateur transistorisé de courant constant réglable de 0 à 10 ampères (stabilité $1,5 \times 10^{-4}$ ampères et puissance maximale 500 watts). Les caractéristiques du champ de l'électro-aimant, mesurées par une sonde à effet Hall au niveau de la chambre d'ionisation, sont données par la Figure 4.8. Le schéma du générateur de courant apparaît sur la Figure 4.9.

b) Appareils de mesure et d'analyse.

1- Source d'ions

Le courant d'ions extraits de la source est mesuré en recevant le faisceau soit sur une cage de Faraday en cuivre placée derrière la plaque 1 du canon d'ions, soit sur la cage de Faraday escamotable placée au centre de la deuxième enceinte (Figure 4.1). Ces cages raccordées à la terre à travers un galvanomètre sont précédées d'une plaque maintenue à un potentiel de -25 volts. Cette plaque polarisée négativement empêche la fuite des électrons secondaires arrachés des cages sous l'impact des ions rapides.

La composition du faisceau d'ions est déterminée par le passage des ions dans le tube séparateur d'un spectromètre de masse, (Figure 4.1) à champ magnétique ajustable (Veevo G A-4). La fente objet du tube de spectromètre est pla-

cée du centre de la contre bride D de la deuxième enceinte (Figure 4.1). Cette fente est dans l'axe du faisceau d'ions extraits de la source intense. Cette faculté d'analyse du faisceau sans enlever la source propre du spectromètre a exigé une modification de cette dernière source. Cette modification consiste à remplacer deux premières plaques aveugles dont le repousseur d'ions par deux plaques avec trou central de 2,5 mm. de diamètre pour le passage du faisceau. Le trou de la plaque " repousseur d'ions" est muni d'une grille à forte transparence ($\sim 80\%$) afin d'éviter la perturbation des lignes de champ électrostatique dans la chambre d'ionisation lorsque le spectromètre fonctionne comme analyseur du gaz résiduel dans l'enceinte.

2) Faisceau de particules neutres.

L'intensité du faisceau de particules non chargées obtenu après collision peut être évaluée en mesurant le courant, sur la cage de Faraday escamotable (Figure 4.1), provoqué par l'arrachement d'électrons lors du choc de ces particules. Pour ces mesures, la plaque q précédant la cage au potentiel de la terre, est maintenue à + 150 volts. La cage peut être branchée à un galvanomètre ou à un électromètre à condensateur vibrant (Ekco Electronics Modèle N16B). L'intensité du faisceau peut être aussi évaluée par le signal donné par une multiplicatrice électronique , fixée à la contre-bride D (Figure 4.1), et dont la fente d'entrée placée dans l'axe de

la source et du faisceau est à 20 mm. de la plaque q (Figure 4.1)

4.4 FONCTIONNEMENT DE L'APPAREIL

La source peut être mise en fonctionnement lorsque la pression dans les enceintes est de l'ordre de 10^{-7} torr.

On allume les générateurs de tension appliquant les potentiels sur les plaques de la source et sur le filament, puis on ajuste les tensions aux valeurs d'accéléérations désirées. Le graphique de la Figure 4.1 montre les tensions appliquées sur les plaques dans le cas d'un faisceau d'ions accélérés sous 1.000 eV.

Après avoir ajusté le champ magnétique dans la source à la valeur désirée, on règle l'émission de filament. Le filament est chauffé par un courant alternatif d'environ 70 ampères sous 1,75 volt.

Le gaz à ioniser est ensuite introduit dans la chambre d'ionisation. La pression dans cette chambre est ajustée par la vanne de dosage "Leybold"V.I (Figure 4.1). Cette pression, mesurée à la jauge Pirani placée dans la conduite d'alimentation dont le débit est déterminé à l'Appendice A.1, doit être égale ou supérieure à 10^{-3} torr qui est la pression minimale pour obtenir un faisceau stable d'ions. La pression dans l'enceinte à vide E.1 passe alors de 10^{-7} torr à environ 10^{-5} torr.

Après quelques minutes de fonctionnement, on fait

un dernier ajustement des tensions sur les plaques de façon à obtenir un courant d'ions maximal à la cage de Faraday.

Pour produire un faisceau de particules par collision, il suffit alors d'introduire le gaz cible dans la chambre de collision. La pression dans l'enceinte E.1 passe alors de 1×10^{-5} à environ $1,5 \times 10^{-5}$ torr. Le débit dans la chambre de collision est ajusté par la vanne de dosage "Leyhold" V.2 (Figure 4.1). La pression du gaz cible est mesurée par la jauge Pirani J.2 placée dans la conduite d'alimentation dont le débit est déterminé à l'Appendice A.1.

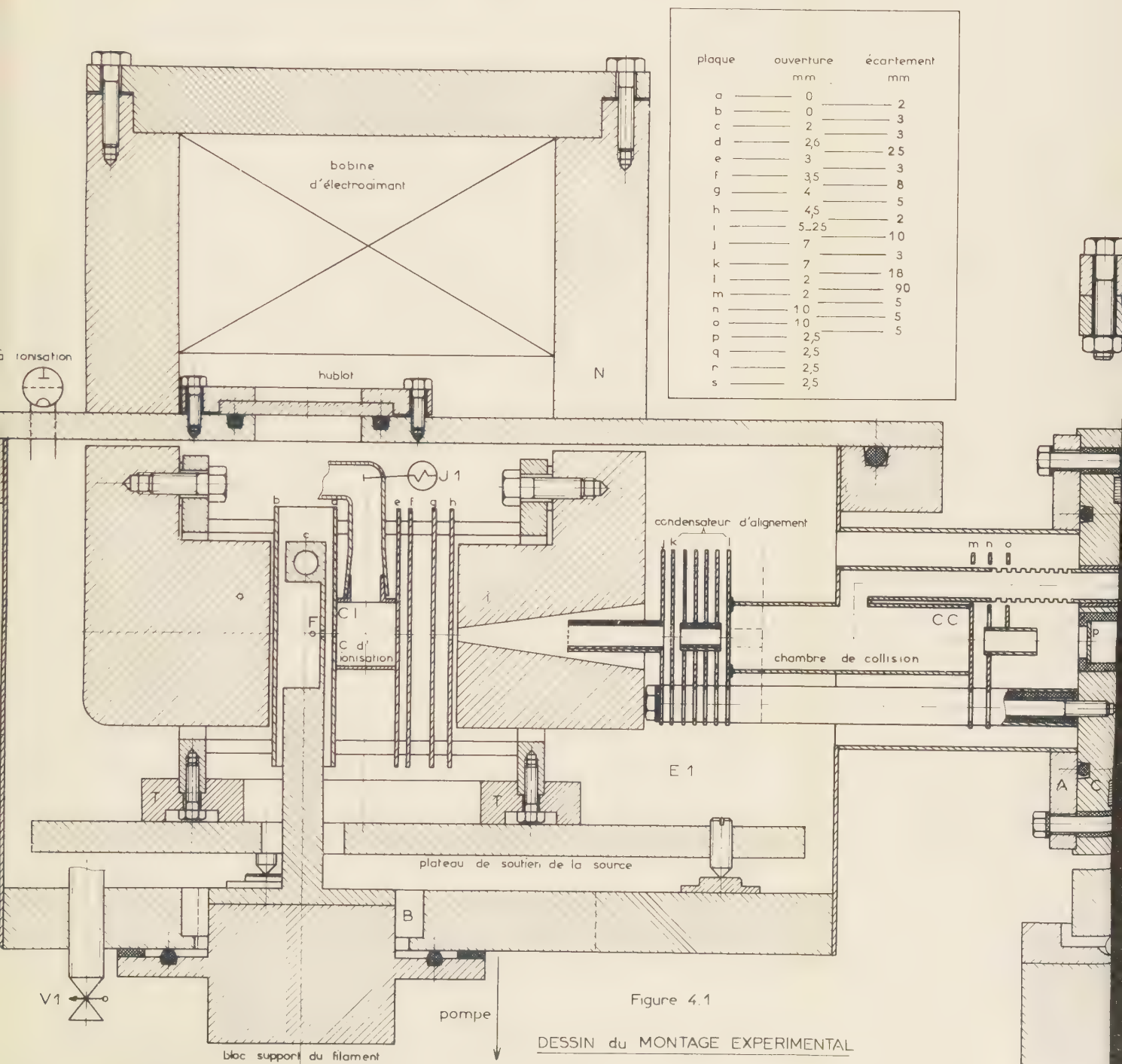
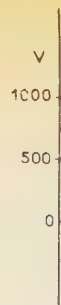
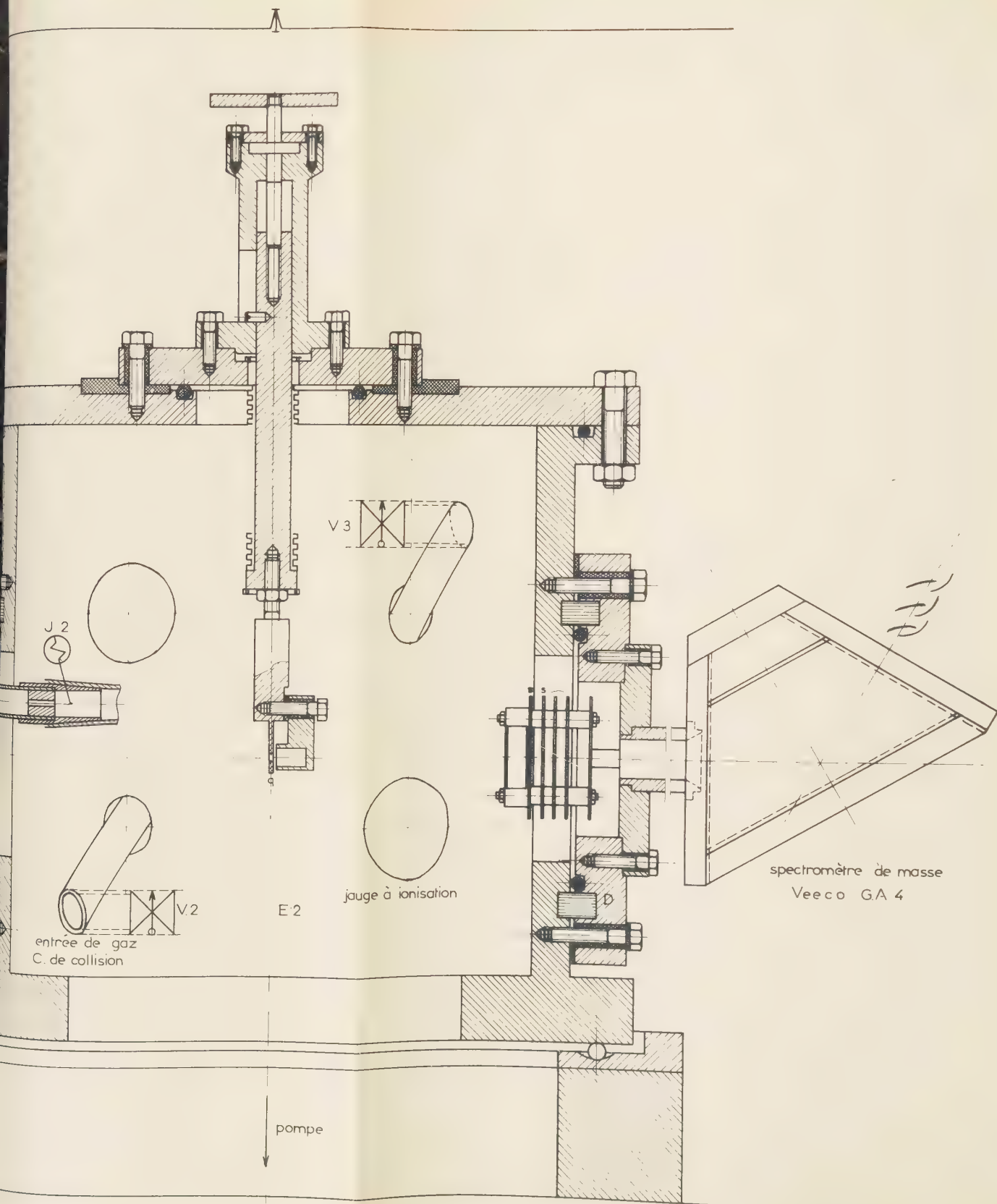


Figure 4.1

DESSIN du MONTAGE EXPERIMENTAL



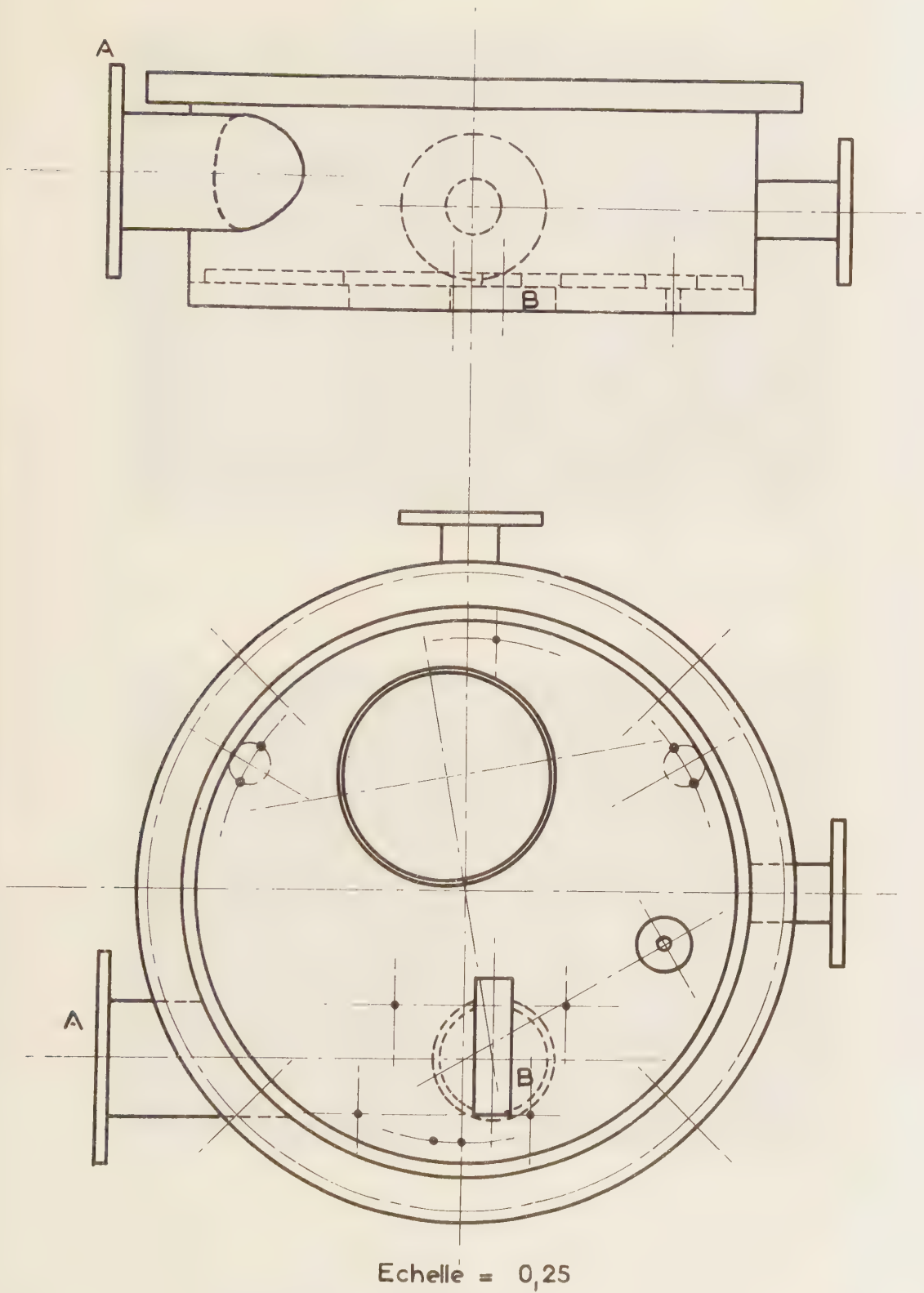


Fig 4.2 DESSIN de la PREMIERE ENCEINTE E.1

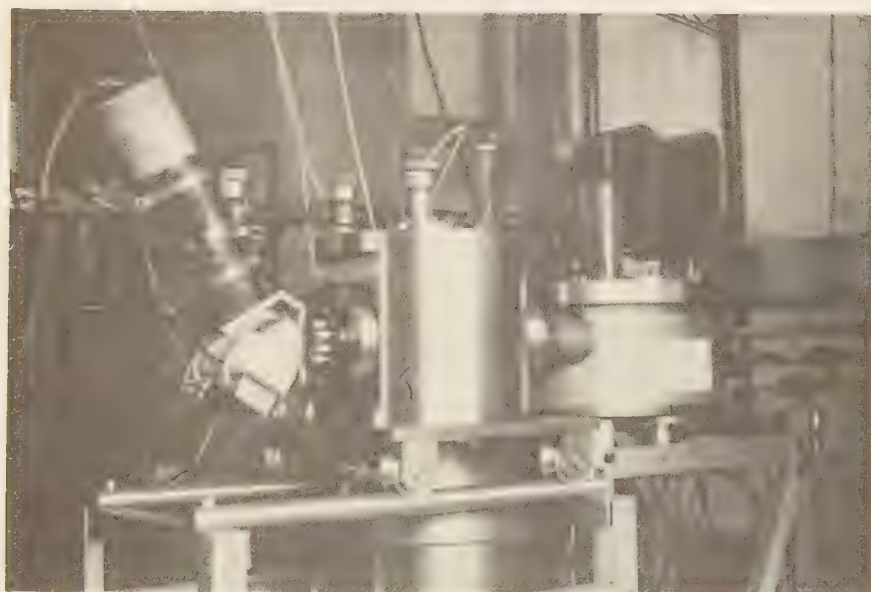


Figure 4. 3 Photographies du montage expérimental.

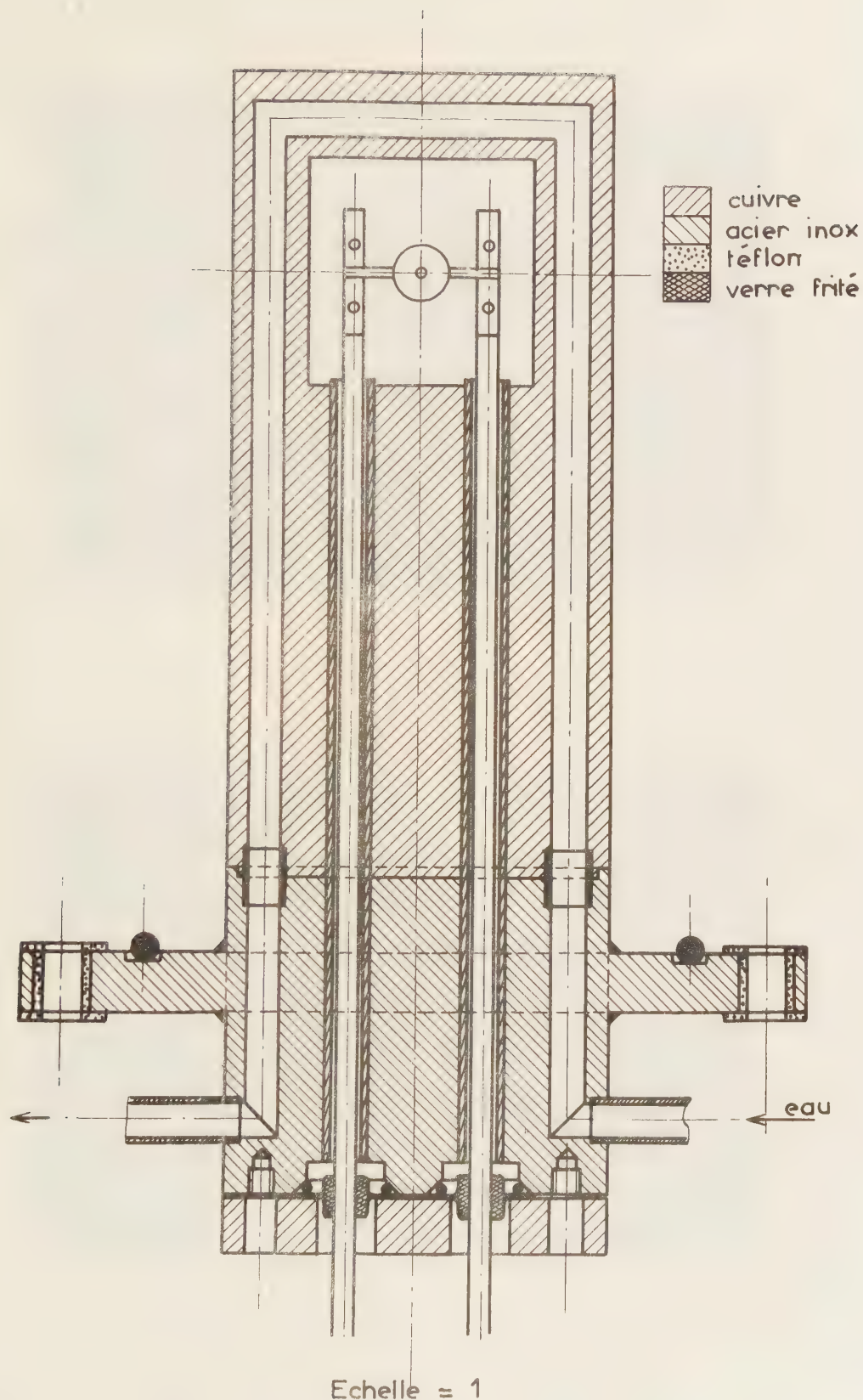


Fig 4.4 BLOC SUPPORT du FILAMENT



Figure 4. 5 Photographies de l'intérieur des enceintes.

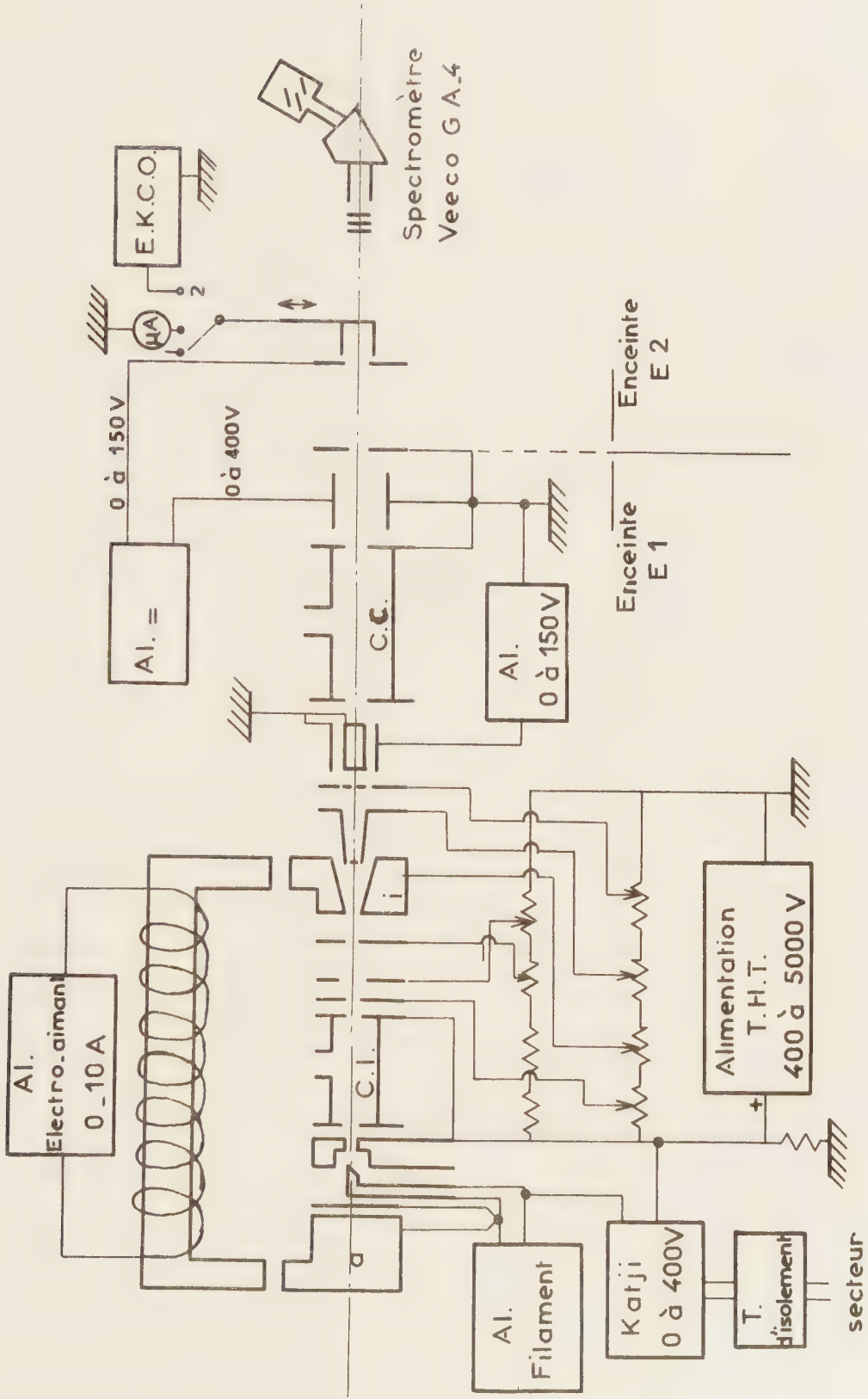


Fig 4.6 SCHEMA de BRANCHEMENT ELECTRIQUE

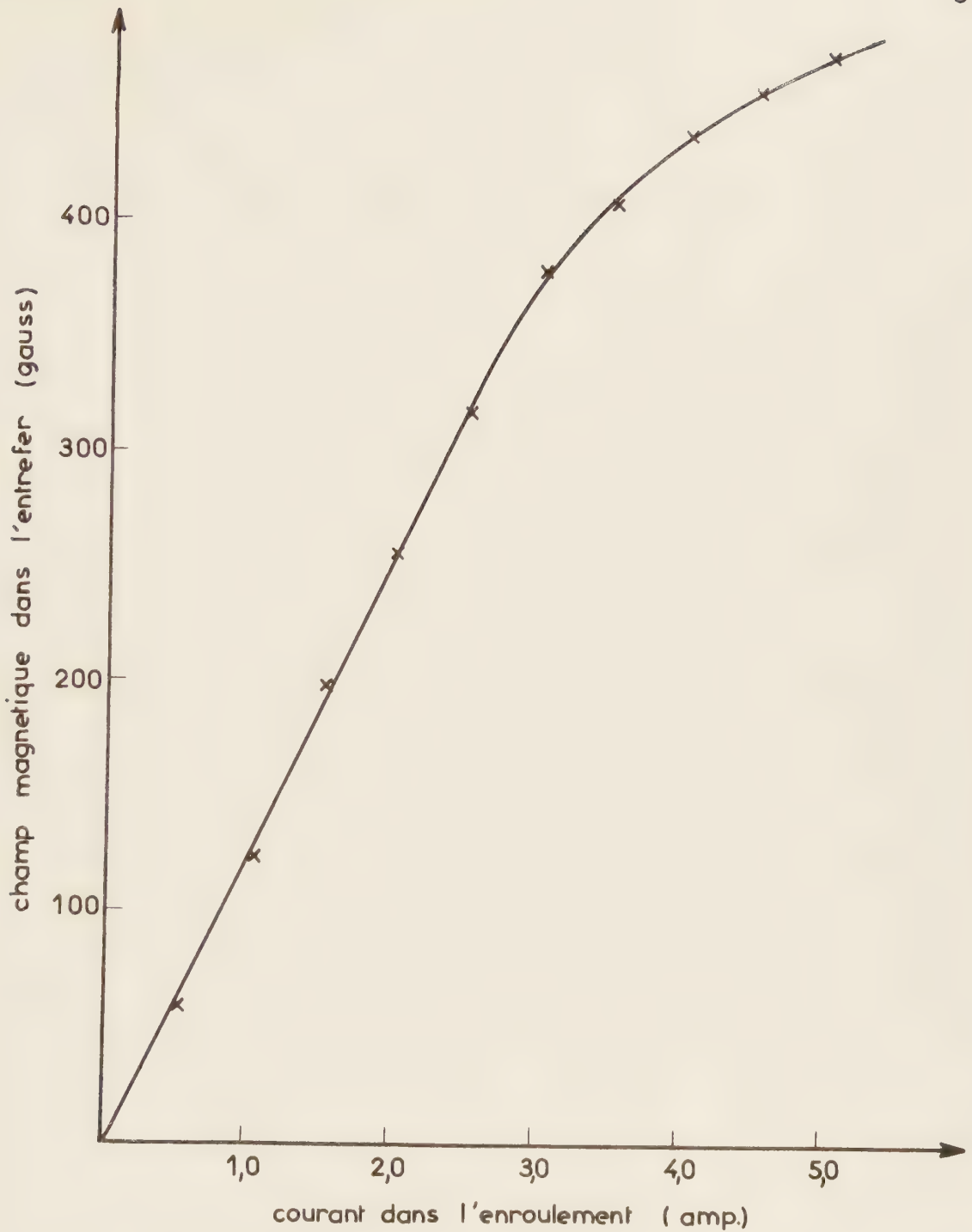
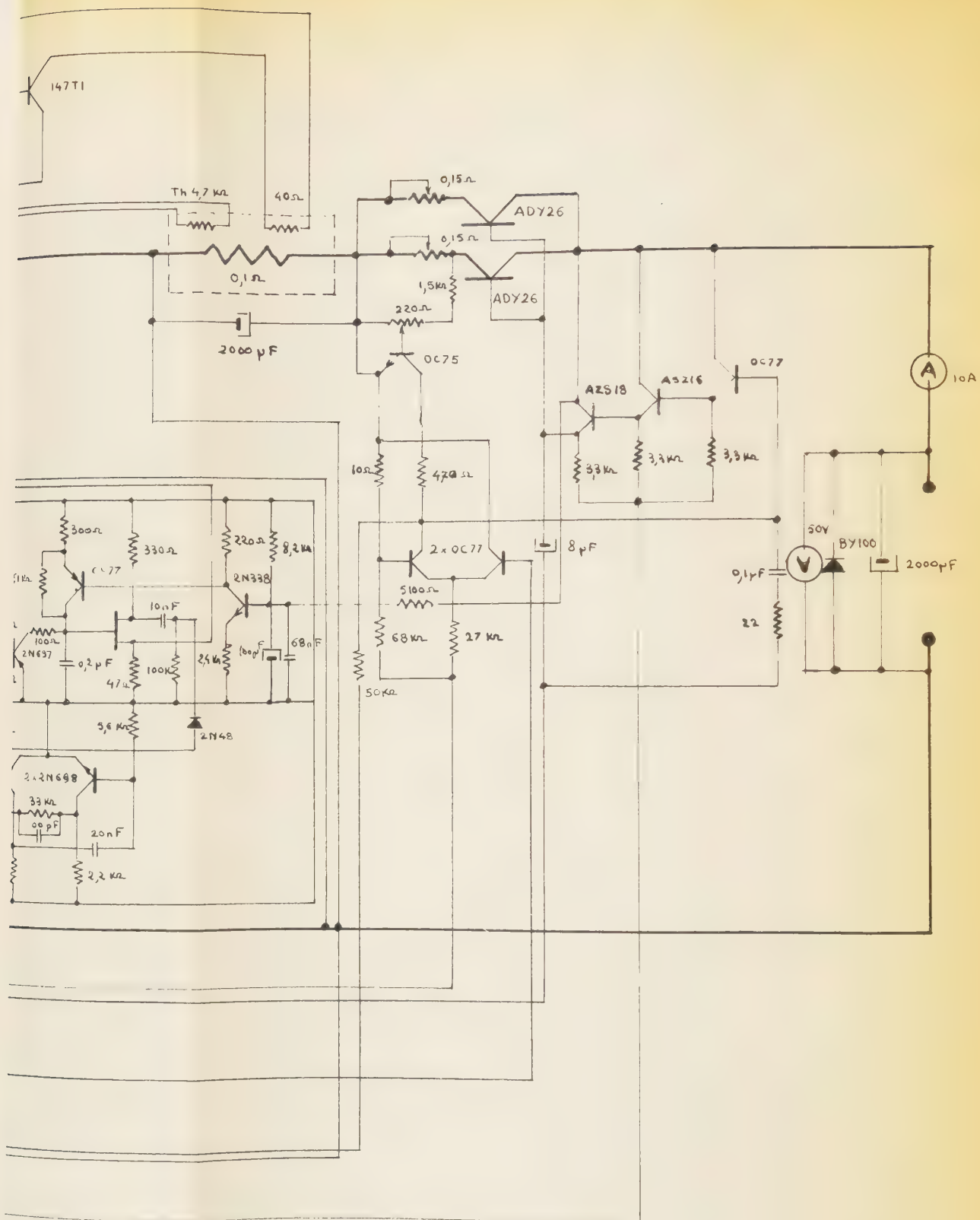


Figure 4.8 CHAMP MAGNETIQUE dans la CHAMBRE D'IONISATION
en FONCTION du COURANT dans L'ENROULEMENT



Figure 4.9 SCHEMA de L'ALIMENTATION du C



COURANT de L'ELECTRO - AIMANT

C H A P I T R E V

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR LA SOURCE ET ANALYSE

Après avoir étudié l'effet des différents paramètres de la source sur le faisceau d'ions formé, on mesure le courant d'ions maximum produit, la densité de particules, l'efficacité d'ionisation du gaz et on détermine la dispersion énergétique du faisceau puis sa composition.

L'étude des paramètres porte sur l'effet des paramètres électriques comme la tension des électrons, la valeur de l'émission électronique et du champ magnétique sur l'intensité du faisceau d'ions pour différentes pressions d'azote dans la chambre d'ionisation. Le courant d'ions accélérés sous 1.000 eV est mesuré à l'aide d'un cage de Faraday escamotable placée au centre de la deuxième enceinte (Figure 4.1).

5.1 EFFET DE L'EMISSION ELECTRONIQUE

Les courbes de la Figure 5.1 montrent qu'aux faibles pressions dans la chambre d'ionisation, le courant d'ions extrait augmente avec le courant électronique jusqu'à ce que ce dernier ait atteint une valeur de 4 milliampères. Pour des valeurs plus grandes de l'émission, le courant d'ions demeure constant. Aux

pressions plus élevées, le courant maximal d'ions est atteint pour une émission électronique de 2 milli-ampères. On remarque que le courant d'ions augmente légèrement avec la pression avant de diminuer pour des pressions de l'ordre de 10^{-2} torr. Les pressions plus élevées favorisent probablement la recombinaison des ions ainsi que la neutralisation du faisceau d'ions par collision avec le gaz résiduel dans le faisceau.

Pour des pressions égales ou supérieures à 1×10^{-3} torr, un plasma apparaît dans la chambre d'ionisation. L'existence de ce plasma dans les sources à électrons oscillants caractérise selon Veenstra (56) l'état dit supérieur (superstate) que Hoyaux (11) dans son travail théorique considère comme un état de fortes pressions. Les résultats rapportés à la figure 5.1 concordent partiellement avec les résultats théoriques de Hoyaux (11) qui prévoit pour une source fonctionnant dans l'état supérieur, un courant constant quelque soit la pression mais proportionnel au courant d'émission. Les conclusions de Hoyaux ayant été établies pour la densité d'ions dans la chambre d'ionisation, il est probable, qu'à cause des conditions d'extraction, le courant extrait ne soit pas une mesure exacte de la densité dans la chambre et diffère des résultats prévus par Hoyaux.

5.2 EFFET DE L'ENERGIE DES ELECTRONS IONISANTS

La Figure 5.2 présente l'effet de l'énergie des électrons à intensité électronique constante et correspondant aux valeurs de la Figure 5.1. Le courant ionique apparaît pour des électrons ionisant ayant une énergie égale au potentiel d'apparition des ions et il augmente rapidement avec l'énergie. Aux faibles pressions, dans la chambre d'ionisation, le courant d'ions croît légèrement pour des énergies supérieures à 90 eV alors qu'aux pressions plus élevées, il passe par un maximum pour des énergies de l'ordre de 60 eV.

En recevant les ions produits par la source sur la multiplicatrice placée après le tube séparateur du spectromètre de masse, (Figure 4.1), il est possible en mesurant la tension entre le filament et la chambre d'ionisation avec un voltmètre numérique, d'évaluer le potentiel d'apparition d'un ion formé à partir d'un gaz donné. Cette expérience a été réalisée pour N_2^+ , Ar^+ et Ne^+ avec une précision de $\pm 0,2$ eV.

5.3 EFFET DU CHAMP MAGNETIQUE

La variation de l'intensité du courant d'ions reçu à la cage de faraday en fonction du champ magnétisant au niveau de la chambre d'ionisation est donnée à la Figure 5.3. Les courants d'ions rapportés sur cette figure ont été obtenus

pour différentes pressions d'azote et à des tensions d'accélération d'ions de 1.000 et 2.000 volts. Dans les deux séries d'expérience, l'énergie des électrons ionisants était de 125 eV et les tensions sur les plaques du canon d'ions étaient ajustées, à chaque valeur du champ magnétique, pour rendre maximal le courant à la cage de faraday.

Les résultats rapportés à la Figure 5.3 montrent que la production d'ions apparaît pour un champ d'environ 60 gauss et croît avec l'intensité du champ magnétisant. L'intensité du courant passe par un maximum pour une valeur de champ comprise entre 250 et 320 gauss.

Ce type de variation du courant d'ions en fonction du champ est le même quelque soit la pression de gaz. Pour des tensions d'accélération plus grandes, la valeur maximale est atteinte pour un champ magnétique légèrement plus élevé.

La stabilité de ce type de variation pour les deux tensions d'accélération étudiées, indique que l'action du champ magnétique sur les électrons ionisants est plus importante que l'effet du champ de révolution, d'action focalisante, que subissent les ions lorsqu'ils franchissent l'entrée de la masse 1 (Figure 4.1) du noyau magnétique.

Des séries d'expériences semblables effectuées avec du méthane et de l'argon donnant des résultats équivalents, les champs de l'ordre de 250 à 350 gauss peuvent être considérés comme des valeurs caractéristiques de cette

source. Ces valeurs du champ sont du même ordre de grandeur que les champs utilisés dans les autres sources à électrons oscillants décrites dans la littérature.

5.4 COURANT D'IONS EXTRAITS ET DENSITE DU FAISCEAU

Les courbes de la Figure 5.4 montrent comment varie, en fonction de la tension d'accélération mesurée entre la chambre d'ionisation et la cage de Faraday, le courant d'ions azote ($N_2^+ \sim 90\%$ $N^+ \sim 10\%$) reçu à la cage de Faraday placée au niveau de la chambre d'échange (Figure 4.1). La courbe A indique le courant obtenu avec un champ magnétisant constant de 250 gauss alors que la courbe B montre le courant optimal de l'ordre de 10^{-5} ampère obtenu en réglant, pour chaque tension d'accélération des ions, le champ magnétique dans la source et la tension des plaques. La pression d'azote dans la chambre d'ionisation était de 2×10^{-3} torr. et l'énergie des électrons de 125 eV.

La densité de particules dans le faisceau, au niveau de la chambre de collision, calculée à partir du courant d'ions par cm^2 . et de la vitesse des ions (Appendice A.2), varie de $7,2 \times 10^7$ à $2,2 \times 10^8$ particules par cm^3 pour des tensions d'accélération de 1.000 à 2.500 volts.

Ces densités sont comparables à celles obtenues dans les duoplasmatrons (54) et dans la source à électrons oscillants de Neilson (12) bien que leur tension d'extraction

plus élevée facilite l'obtention de densités plus grandes. Les densités obtenues sont environ trois fois inférieures à celles obtenues dans le duoplasmatron à grande coupe d'expansion du plasma de Van Steenberg (14) et environ dix fois inférieures à la densité d'ions au niveau de la chambre d'ionisation de la source de Carlston et Magnuson (10).

5.5 EFFICACITE DE LA SOURCE

L'efficacité d'une source est généralement définie par son rendement d'ionisation donné par la relation:

$$\text{Rendement} = \frac{\text{N. d'ions extraits de la chambre d'ionisation/sec.}}{\text{N. de molécules introduites dans la source/sec}} \quad \dots\dots 5.1$$

L'efficacité de la source, calculée de cette façon pour l'azote est d'environ 0,8% (Appendice A.3). Cette efficacité est 2,5 fois inférieure à celle obtenue dans la source de Carlston(10) lorsque cette dernière fonctionne à sa pression minimale de stabilité qui est de 5×10^{-3} torr. L'efficacité obtenue peut paraître relativement faible, mais elle peut s'expliquer par le dessin de la chambre d'ionisation.

Les manipulations envisagées avec cette source ne portent pas sur des gaz d'une grande pureté et d'un coût d'achat élevé. Aussi, plutôt que de placer le filament dans la chambre d'ionisation de façon à ce qu'il n'y ait qu'une ou-

verture de sortie du gaz dans la chambre d'ionisation, on a préféré placer le filament à l'extérieur de la chambre d'ionisation. Ainsi, le filament est chauffé dans une pression résiduelle de 10^{-5} torr alors que dans la chambre d'ionisation, la pression est plus grande que 1×10^{-3} torr lorsque la source est utilisée avec du méthane et de l'anhydride carbonique. De plus, la longue chambre d'ionisation utilisée par Carlston favorise comme l'a montré Neilson (12) l'efficacité d'ionisation.

5.6 COMPOSITION DU FAISCEAU

Le pourcentage des différents ions qui composent le faisceau extrait de la source, est évalué en envoyant le faisceau dans le tube séparateur du spectromètre Veeco. Contrairement à l'habitude établie en spectrométrie de masse de prendre pour base le pic le plus intense, ce pourcentage est établi en faisant le rapport du signal maximal obtenu à la multiplicative pour une valeur donnée de m/q sur la somme des valeurs maximales de m/q pour le spectre d'un gaz donné. On a préféré cette méthode d'établir la composition du faisceau car elle est plus directe que la méthode utilisée en spectrométrie.

Les déterminations, faites à titre indicatif pour des électrons de 125 eV et des pressions de CH_4 , N_2 et Ar comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} torr sont rapportées sur les Fi-



gures 5.5 et 5.6. Pour des champs magnétisants différents dans la source, les résultats sont équivalents à ceux rapportés sur ces figures.

On remarque généralement que les pics des ions parents d'un gaz diminuent pour des pressions, dans la chambre d'ionisation, comprises entre 5 et 9×10^{-3} torr alors que la valeur des pics des ions fragments croît pour ces mêmes valeurs. La proportion de $m/q = 17$, correspondant à l'ion CH_5^+ dans le spectre du méthane, augmente très rapidement pour des pressions supérieures à 5×10^{-3} torr. Les concentrations relatives des différents ions dans ces faisceaux pour des pressions inférieures à 5×10^{-3} torr sont sensiblement les mêmes que celles rapportées dans les Atlas de spectres pour des spectromètres de type commercial. Pour des pressions comprises entre 5×10^{-3} et 10^{-2} torr il existe, pour les gaz étudiés, peu de résultats rapportés dans la littérature. Cependant, Franklin (57), lors d'étude sur des réactions ions-molécules dans une source de spectromètre de masse par ionisation électronique du méthane a obtenu pour une pression de 10^{-2} torr, des valeurs comparables à celles présentées à la Figure 5.6 pour les ions CH_4^+ et CH_3^+ .



5.7 DISPERSION ENERGETIQUE DU FAISCEAU

La mesure de la dispersion en énergie des ions extraits de la source et accélérés dans le canon n'a pas été effectuée par une méthode dite directe comme l'est par exemple la méthode des potentiels retardateurs. Cependant, une évaluation de cette dispersion est obtenue en envoyant le faisceau d'ions dans le tube séparateur du spectromètre de masse "Veeco". Lors de ces expériences, un balayage électrostatique de la tension d'accélération des ions est effectué lorsque le champ magnétique demeure constant dans le tube séparateur.

Les courbes de la Figure 5.7 montrent que la largeur du pic de l'ion N_2^+ et la queue qui est égale à 15% du pic à $6,5 \times 10^{-3}$ torr perdent de leur importance lorsque la pression passe de $1,9 \times 10^{-3}$ à $6,5 \times 10^{-3}$ torr dans la chambre d'ionisation. La largeur des pics évaluée en volts et mesurée à mi-hauteur de leur sommet varie entre 6 et 9 volts.

La courbe de la Figure 5.8 est obtenue pour N_2^+ lorsque le spectromètre "Veeco" fonctionne normalement c'est-à-dire lorsque les molécules d'azote dans l'enceinte pour une pression de 10^{-5} torr sont ionisées par le faisceau d'électrons de la source du spectromètre. Cette courbe montre que la largeur du pic à mi-hauteur est de 5 volts. Se basant sur les caractéristiques géométriques et le pouvoir séparateur du spectromètre, on évalue (Appendice A.4) que la

dispersion énergétique de son faisceau serait de l'ordre de deux eV.

Comme le spectre du faisceau de la source intense à mi-hauteur et pour une pression de $6,5 \times 10^{-3}$ torr (Figure 5.7) est relativement semblable à celui du spectromètre en fonctionnement normal (Figure 5.8), la dispersion énergétique du premier, en négligeant les particules lentes de la queue, serait légèrement plus grande que deux eV. Cependant cette dispersion augmente pour une diminution de pression dans la chambre d'ionisation.

D'autres séries d'expériences effectuées avec l'azote indiquent peu de variation de la forme des pics en fonction de l'émission électronique du filament, et du potentiel d'accélération des électrons ionisants pour des valeurs inférieures à 150 volts lorsque le champ magnétisant est ajusté entre 200 et 400 gauss.

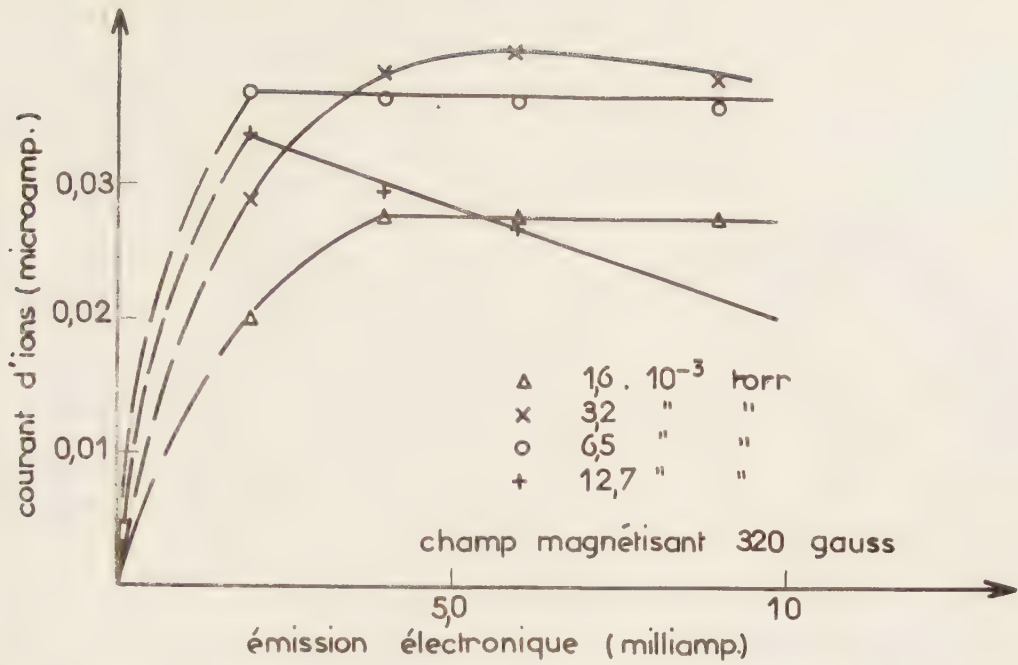


Figure 5.1 VARIATION du COURANT D'IONS en FONCTION de L'EMISSION ELECTRONIQUE pour DIFFERENTES PRESSIONS dans la SOURCE

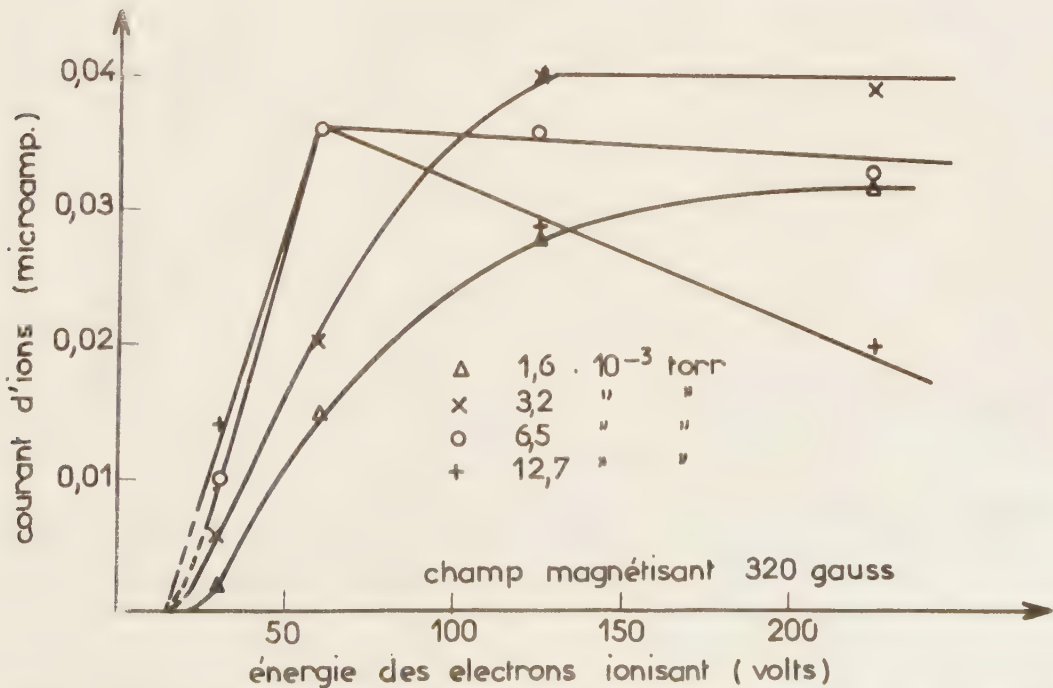


Figure 5.2 VARIATION du COURANT D'IONS en FONCTION de l'ENERGIE des ELECTRONS IONISANTS pour DIFFERENTES PRESSIONS dans la SOURCE

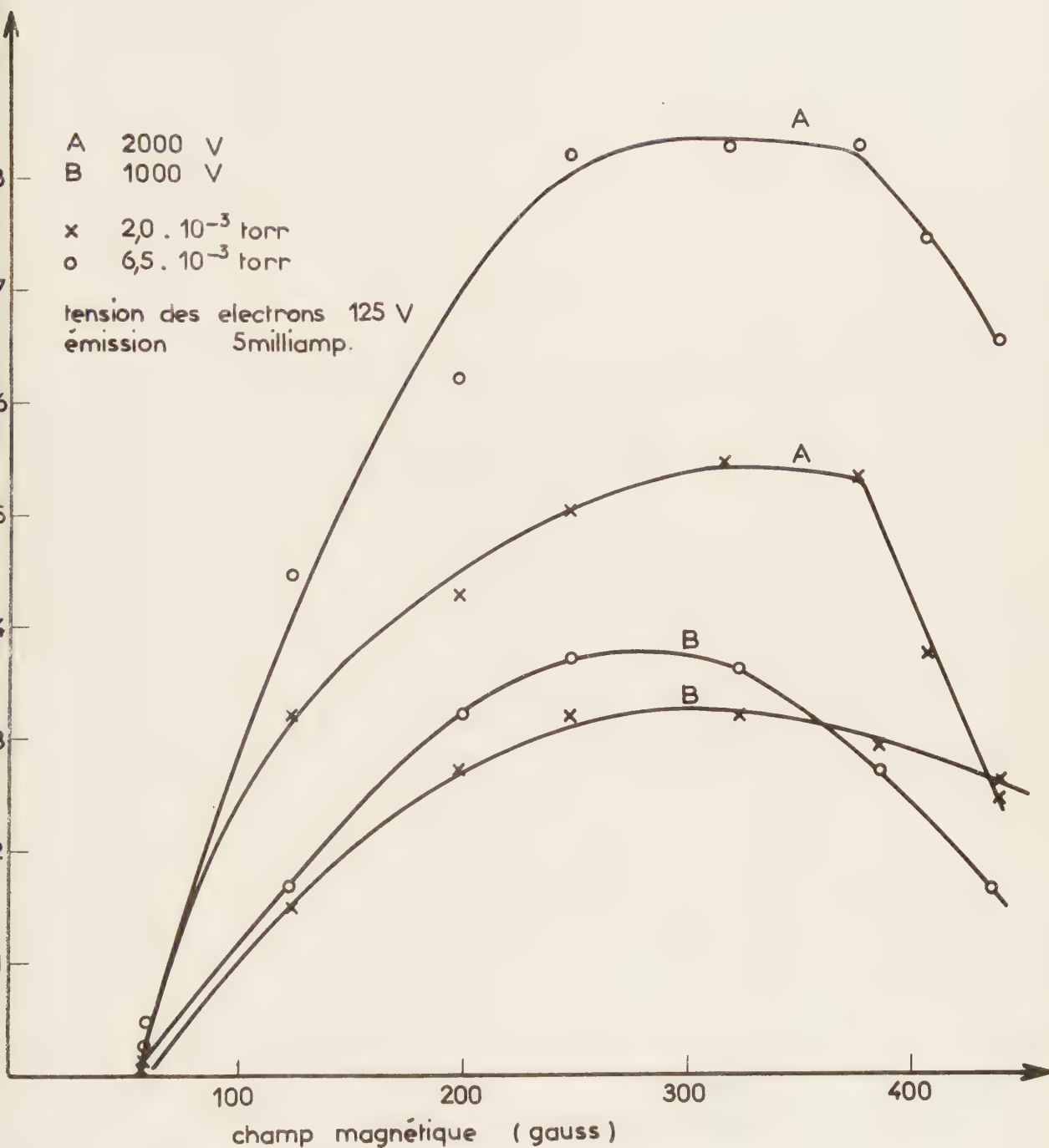


Figure 5.3 VARIATION du COURANT D'IONS en FONCTION du CHAMP MAGNETISANT dans la CHAMBRE D'IONISATION

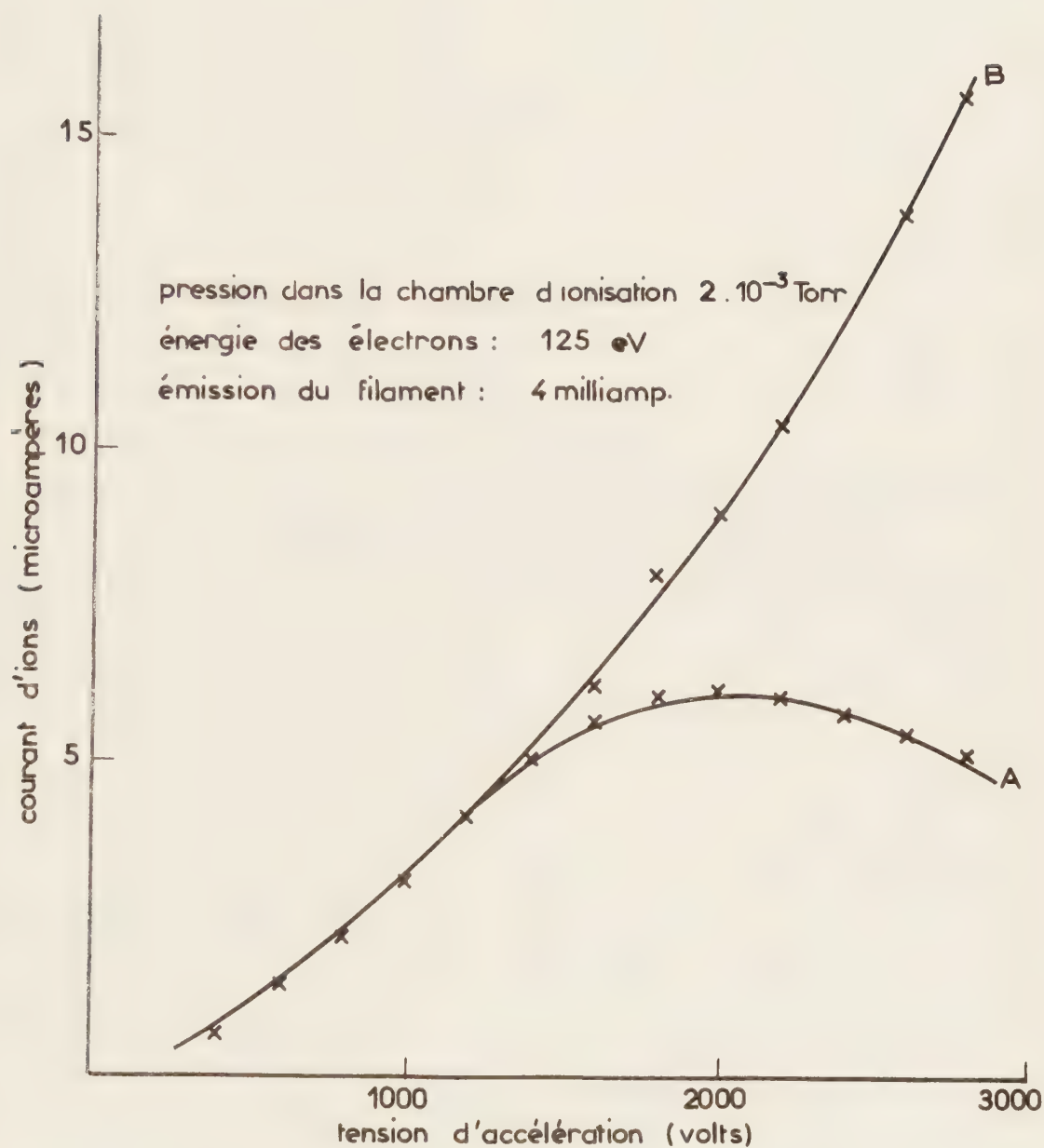


Figure 5.4 COURANT D'IONS en FONCTION de la TENSION D'ACCELERATION pour L'AZOTE.

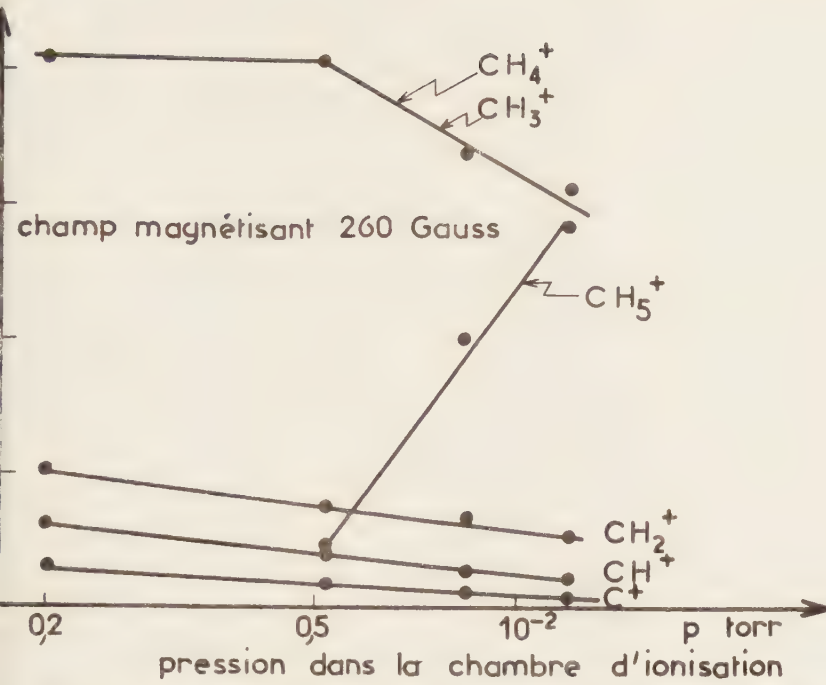


Figure 5.6 COMPOSITION du FAISCEAU de METHANE en FONCTION de la PRESSION dans la CHAMBRE D'IONISATION

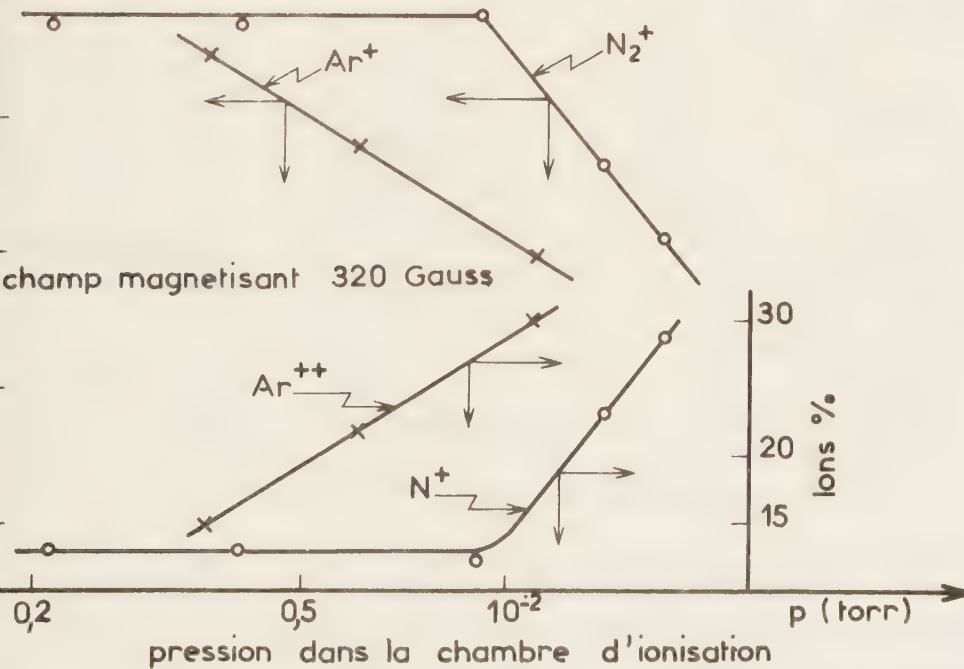


Figure 5.5 COMPOSITION du FAISCEAU d'ARGON et d'AZOTE en FONCTION de la PRESSION dans la CHAMBRE D'IONISATION

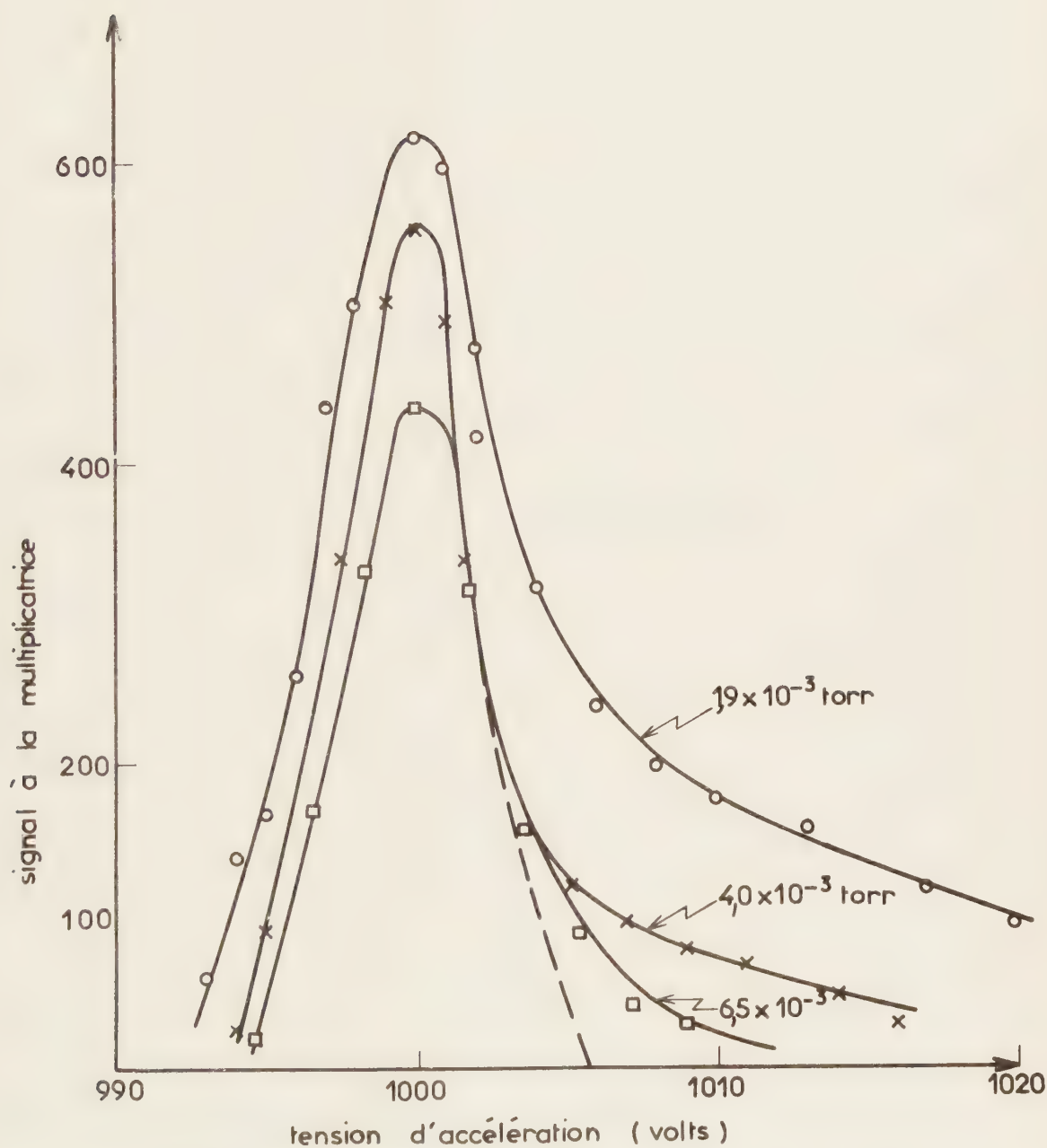


Figure 5.7 SPECTRE du FAISCEAU de L'ION N_2^+ en FONCTION de la PRESSION dans la CHAMBRE D'IONISATION de la SOURCE D'ELECTRONS OSCILLANTS



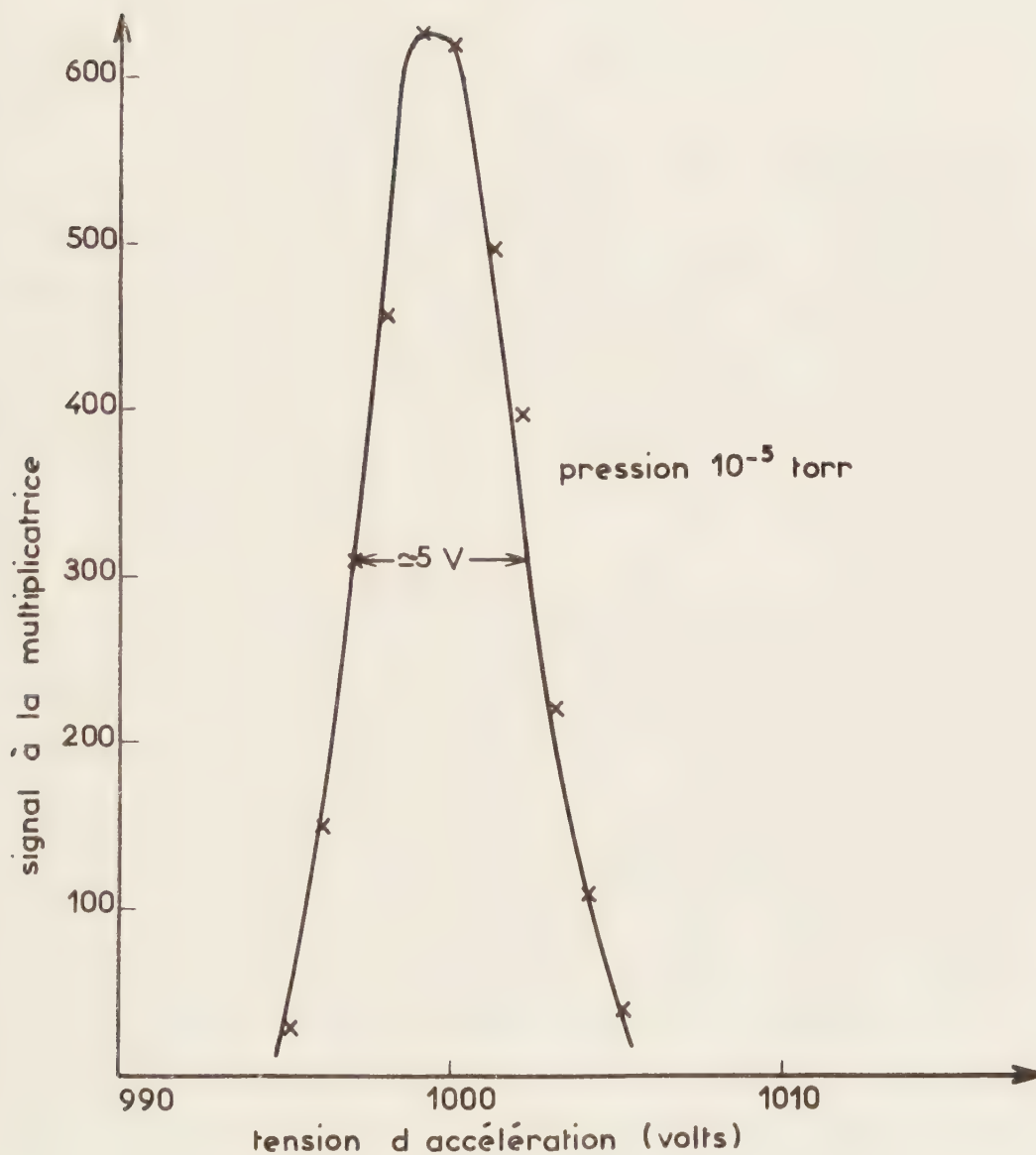


Figure 5.8 SPECTRE de l'ION N_2^+ du SPECTROMETRE de MASSE VEECO G A 4

C H A P I T R E V I

CONCLUSIONS SUR LA SOURCE D'IONS

Le Tableau 3.1 résume les principales caractéristiques de la source d'ions à électrons oscillants réalisée durant ce travail. Il présente aussi les performances moyennes des autres sources intenses. Afin de faciliter la comparaison entre ces sources, la densité du courant est normalisée en prenant un faisceau d'hydrogène ayant une énergie 2.500 eV.

L'examen du tableau montre que pour des pressions normales de fonctionnement, ($\approx 10^{-3}$ torr), pressions environ dix fois inférieures à celles utilisées dans les duoplasmatrons et les sources à radio-fréquence, la densité de courant est environ deux fois inférieure à celles obtenues dans les autres sources intenses. Cette densité de courant correspond, au niveau de la chambre de collision placée à l'extérieur de la source, à une densité de particules dans le faisceau supérieure à 10^8 particules/cm³. La consommation de gaz est cependant plus élevée que celle nécessaire dans d'autres sources à électrons oscillants.

Pour des pressions de l'ordre de 10^{-3} torr,

le faisceau a une composition équivalente à celle rapportée dans les Atlas de spectres pour les spectromètres de masse commerciaux qui produisent un courant d'ions beaucoup plus faible. Cette propriété la distingue des sources à radio-fréquence et des duoplasmatrons qui produisent un faisceau généralement riche en ions fragments et les rendent peu utilisables pour la production de faisceaux moléculaires de gaz tels que les hydrocarbures et les gaz polyatomiques.

Comme les autres sources à électrons oscillants, la dispersion énergétique est relativement faible et se compare si on néglige une fraction du spectre où l'énergie des ions est plus faible ($\approx 15\%$) à la dispersion de la source du spectromètre Veeco G.A.4. Cette dispersion est très inférieure à celle rencontrée dans les sources à radio-fréquence et est probablement moins grande que celle des duoplasmatrons qui utilisent des tensions d'extraction très importantes qui favorisent la dispersion énergétique.

Par ces propriétés générales, semblables à celles des sources commerciales utilisées en spectrométrie de masse et de plus forte intensité de courant extrait, la source d'ions réalisée est utile pour la production de faisceaux intenses d'énergies moyennes à partir de plusieurs gaz dont des hydrocarbures légers. Ces faisceaux intenses et stables

dans le temps peuvent être utilisés pour l'étude de collisions d'ions rapides avec des métaux ou des gaz ainsi que pour la production de jets moléculaires après échanges de charge avec un gaz cible.

Les caractéristiques de la source à électrons oscillants réalisée correspondent donc aux objectifs fixés au début de ce travail pour l'étude des collisions ions-molécules . Ces objectifs étaient l'obtention d'un faisceau intense de faible section composé d'ions surtout moléculaires qui possède une faible dispersion énergétique axiale à des énergies de l'ordre de 1.000 eV.

Dans les applications autres que la production de faisceaux intenses d'ions, on peut envisager l'utilisation de cette source en spectrométrie analytique. Son fort courant d'ions ($\approx 10^4$ fois supérieur aux sources de spectromètres), pourrait augmenter d'autant la sensibilité des appareils. Cependant cette utilisation demande une étude détaillée car les risques de réactions ions-molécules et de contamination existent pour les pressions et les intensités en cause. Si ces phénomènes devenaient importants, ils fausseraient les analyses en modifiant les intensités partielles des ions primaires.

C H A P I T R E V I I

RESULTATS EXPERIMENTAUX SUR DES COLLISIONS

IONS-NEUTRES ET NEUTRES-NEUTRES.

Dans ce chapitre, on présente les phénomènes observés lors de la traversée de cibles gazeuses par des faisceaux d'ions ou de neutres rapides obtenus grâce à la source d'ions décrite précédemment avec des gaz tels que H_2 , CH_4 , N_2 , Ar et CO_2 . On présente aussi les sections efficaces d'atténuation des faisceaux d'ions et de formation de neutres mesurées lors de la traversée de ces cibles. L'analyse spectrométrique du faisceau de particules neutres obtenu à partir d'un faisceau d'ions primaire de méthane, a permis d'identifier des radicaux libres. L'ionisation de ces particules avant l'analyse est obtenue par collision avec une deuxième cible gazeuse.

7.1 ATTENUATION DE FAISCEAUX D'IONS DANS LA TRAVERSEE D'UNE CIBLE GAZEUSE.

Les sections efficaces d'atténuation de faisceaux d'ions ayant une énergie cinétique de 1000eV sont obtenues pour des ions produits à partir de molécules de H_2 , CH_4 , N_2 , Ar et CO_2 traversant une cible de ces différents gaz. Cette atténuation peut être conséquence à une diffraction des particules incidentes, à

leur ionisation ou à des échanges de charge lors des chocs avec les molécules de la cible.

Les valeurs obtenues pour les différents systèmes sont données pour les ions parents ainsi que pour CH_5^+ et CH_3^+ au Tableau 7.1 et pour les ions fragments au Tableau 7.2. Ces sections efficaces sont établies à partir de l'intensité du signal maximum d'ions déviés par le champ magnétique du spectromètre Veeco (Figure 4.1) et de la pression du gaz cible dans la chambre de collision. Le Tableau 7.3 montre les sections obtenues à partir du courant d'ions reçu à la cage de Faraday escamotable placée dans l'enceinte E 2.

a) Effet de la densité du gaz dans la cible.

Sur la Figure 7.1, on porte en ordonnée (échelle logarithmique) les signaux reçus à la multiplicatrice pour des ions Ar^+ , CH_4^+ , CH_3^+ en fonction de la pression du gaz dans la chambre de collision. Pour les pressions étudiées, on voit que le signal d'ions diminue pour une augmentation de pression dans la cible et qu'on peut tracer des droites passant par ces points.

Ainsi, l'atténuation d'un faisceau d'ions dans cet appareil correspond au traitement théorique basé sur la section efficace de collision. Ce traitement, rappelé au Chapitre II montre que la valeur du courant d'ions I à la sortie de la cible est donnée par l'Equation 2.3:

$$I = I_0 (e^{-nLQ}) \dots \dots \dots 2.3$$

où I_0 est le courant sans gaz cible, n la densité de particules dans la cible à 20°C [$(\text{molécules/cm}^3) = 3,29 \times 10^{16} \times P (\text{torr})$], L l'épaisseur de la cible en cm et Q la section efficace de collision en cm^2 .

Les sections efficaces d'atténuation rapportées aux tableaux 7.1, 7.2 et 7.3 varient pour les ions étudiés entre 2,9 et $30,0 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Ces valeurs sont calculées à partir de la pente de droites semblables à celles représentées sur la Figure 7.1 obtenues pour chaque système étudié. On trouvera à l'Appendice A.6 un exemple de calcul d'une telle détermination.

b) Effet de la nature du gaz cible.

L'examen des tableaux 7.1, 7.2 et 7.3 montre que pour les systèmes étudiés, la section efficace d'atténuation d'un faisceau d'ions est généralement plus faible lorsque le gaz cible est H_2 . Ce phénomène est peut-être attribuable au diamètre de la molécule de H_2 , à son nombre peu élevé d'électrons et à sa faible masse moléculaire. Il est difficile de comparer ce résultat avec d'autres travaux car peu d'auteurs ont mesuré des sections efficaces d'ions relativement lourds avec H_2 comme cible pour des énergies comparables.

Les valeurs rapportées sur les tableaux 7.1 et 7.3 montrent que pour les ions parents CH_4^+ , CO_2^+ , N_2^+ , et Ar^+ , les sections efficaces d'atténuation sont maximales lorsque ces faisceaux traversent les cibles du gaz à partir desquels ils ont



été produits. Pour l'ion H_2^+ la section est maximale lorsqu'il traverse une cible de CH_4 .

Lors de l'étude du phénomène d'échange de charge généralement étudié avec les systèmes N_2 , O_2 et Ar, les auteurs remarquent que la section d'échange est maximale pour des collisions résonnantes c'est-à-dire entre un ion parent et son gaz. Cependant, pour l'ion H_2^+ Simons et Cramer (48) puis Muschlitz et Simons (48) ont obtenu une section efficace d'échange plus élevée entre cet ion et l'isobutane qu'entre $\vec{H}_2^+$ et H_2 . L'énergie de leurs ions était égale ou inférieure à 150eV. Abbe et Adloff (34) lors de l'analyse des ions secondaires obtiennent aussi une section efficace d'échange plus importante entre $\vec{H}_2^+$ et N_2 ($7,3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) qu'entre $\vec{H}_2^+$ et H_2 ($3,22 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) pour des énergies de 1.000eV.

Si on compare les sections efficaces maximales mesurées dans ce travail avec les sections efficaces d'échange de charge prévues ou prévisibles par interpolation des résultats théoriques de Rapp et Francis (25) Figure 3.7, ces valeurs expérimentales sont, comme celles rapportées par plusieurs auteurs, environ 25% supérieures aux valeurs théoriques sauf celle de l'ion CH_4^+ qui est légèrement inférieure à la valeur interpolée à partir du potentiel d'apparition.

La comparaison des sections efficaces d'atténuation obtenues entre autre, pour les ions N_2^+ de 1.000eV traversant u-



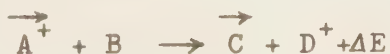
ne cible de N_2 avec les résultats de Berry (58) et Utterback (31) rapportés sur la Figure 7.2, montre que les sections efficaces mesurées avec cet appareil sont très semblables aux sections efficaces d'échange de charge rapportées par ces auteurs.

Il existe peu d'expériences sur l'échange de charge des ions du méthane. Cependant, von Kock (33) a analysé les ions secondaires lents produits lorsqu'un faisceau d'ions CH_4^+ traverse une cible de CD_4 . Il remarque que pour des énergies de 900eV, la majorité des ions produits sont des CD_4^+ dus à un processus d'échange de charge.

Si l'on compare les sections efficaces du Tableau 7.1 obtenues au spectromètre avec celles du Tableau 7.3 obtenues avec la cage de Faraday, on constate que ces dernières valeurs sont légèrement inférieures à celles mesurées au spectromètre. Ceci s'explique par le fait que les mesures du Tableau 7.3 portent sur un mélange d'ions parents et fragments dont les sections des ions fragments sont moins grandes (Tableau 7.2). Pour les systèmes des ions $\overrightarrow{CH_4} + Ar$, $\overrightarrow{N_2} + CH_4$, $\overrightarrow{N_2} + H_2$ et $\overrightarrow{Ar} + CH_4$, les sections efficaces du Tableau 7.3 sont cependant plus élevées que celles obtenues au spectromètre.

c) Effet des potentiels d'apparition

Les sections d'atténuation des ions parents pour les réactions du type



$$\Delta E = P.I. (A^+) - P.I. (D^+)$$

rapportées au Tableau 7.1 sont portées en ordonnée sur la Figure 7.3 en fonction de la différence des potentiels d'apparition pour chaque système.

Cette figure montre qu'à côté du maximum qu'on a déjà remarqué pour les collisions résonnantes c'est-à-dire lorsque la différence des potentiels d'apparition est égale à zéro, les sections efficaces décroissent rapidement avec une augmentation de ΔE pour les faisceaux Ar^+ et N_2^+ , moins rapidement pour CO_2^+ et peu pour les ions CH_4^+ , CH_3^+ et CH_5^+ dont les valeurs sont jointes par les traits discontinus. Pour l'ion CH_4^+ , le maximum est d'ailleurs très peu marqué et sa valeur ($17,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) est environ égale aux deux tiers de celles des autres ions parents étudiés.

L'apparition d'un maximum et la diminution des sections efficaces avec l'augmentation de ΔE dans des phénomènes d'échange de charge ont déjà été rapportées par des expérimentations pour les ions N_2^+ et Ar^+ (1,34).

Les valeurs des sections d'atténuation des ions fragments du méthane rapportées au Tableau 7.2 sont très inférieures à celles des ions parents rapportées au Tableau 7.1. Quant aux ions fragments de N_2 et Ar , leurs sections efficaces sont très faibles lorsqu'ils traversent une cible de H_2 mais tendent vers 10^{-15} cm^2 pour les autres cibles. Dans les processus avec ions fragments, les différences de potentiels d'apparition sont



importantes mais on ne perçoit pas de relation entre la section efficace et cette grandeur. Les quelques résultats rapportés jusqu'à maintenant dans la littérature pour les ions fragments de N_2 et Ar sont encore très peu concordants et sont inexistants pour les ions du méthane. Cette divergence des résultats de la littérature est probablement attribuable à des états excités différents et aux difficultés d'identification des processus.

d) Effet de l'énergie des ions incidents.

Nous n'avons pas fait d'étude systématique de ce paramètre, mais la section d'atténuation de l'ion N_2^+ a été déterminée pour des énergies comprises entre 500 et 2.000eV. Les sections efficaces ainsi mesurées sont présentées sur la Figure 7.2. On remarque que la section efficace diminue pour une augmentation de l'énergie cinétique. Le taux de diminution est un peu plus important que celui mesuré par Berry (58) puis Utterback et Miller (31) pour le phénomène d'échange de charge.

e) Remarques sur les sections efficaces d'atténuation.

Les résultats rapportés dans cette section ont été obtenus lorsque l'appareil était au point et les valeurs rapportées sont reproductibles. L'imprécision dans la mesure de la pression dans la cible due à la jauge Pirani et à la détermination des débits pour établir la pression dans la chambre de collision est évaluée à $\pm 20\%$. L'imprécision dans l'évaluation



des signaux est de l'ordre de 5 à 10%. L'erreur totale dans la détermination des sections efficaces serait donc de $\pm 30\%$ mais il est probable que l'erreur systématique ne dépasse pas $\pm 15\%$.

En conclusion, nos mesures de sections efficaces d'atténuation d'ions sont en accord avec celles relatives à des échanges de charge effectuées par d'autres auteurs. Ceci confirme donc le fait qu'aux énergies étudiées, les autres phénomènes tels que la diffraction et la dissociation sont peu importants.

7.2 FORMATION DE NEUTRES RAPIDES DANS LA CHAMBRE DE COLLISION.

A partir de l'émission électronique produite par l'impact d'un jet moléculaire rapide sur une surface métallique, nous avons mesuré les intensités de faisceaux de neutres produits par échange de charge. De ces mesures, nous avons déduit les sections efficaces apparentes de formation de particules neutres en appliquant la relation 2.5 dont les symboles sont définis au Chapitre II:

$$I' = I_0(1 - e^{-nQL}) \dots\dots\dots 2.5$$

Les valeurs obtenues à partir des résultats expérimentaux rapportés sur les figures 7.4 à 7.9 sont rassemblées sur le Tableau 7.4 pour des ions de 1.000eV. Lors de ces expériences, la multiplicatrice d'électrons secondaires est fixée à la bride E (Figure 4.1) de façon que son ouverture soit dans l'axe du faisceau d'ions extraits de la source à électrons os-

cillants. Les sections efficaces sont calculées à partir du signal d'ions reçu à la multiplicatrice lorsqu'il n'y a pas de collision puis du signal de neutres et de la pression de la cible lorsqu'il y a collision. Pour cette dernière mesure, les ions sont extraits du faisceau au niveau du condensateur de déviation placé après la cible gazeuse (Figure 4.1). Les résultats en fonction de l'énergie des ions incidents rapportés sont obtenus sur la Figure 7.9 à partir de l'émission électronique sur la cage de Faraday escamotable placée dans l'enceinte E.2. La cage de Faraday est aussi utilisée dans la série d'expériences de la Figure 7.8 rapportées sur le Tableau 7.4 pour un faisceau d'ions N_2^+ ayant une énergie de 1.000eV.

a) Effet de la densité du gaz dans la cible.

Sur les figures 7.4 à 7.9, on porte le signal de neutres reçus sur la multiplicatrice ou sur la cage de faraday en fonction de la pression du gaz dans la cible. On remarque que le signal de neutres croît d'abord rapidement pour des pressions entre 10^{-5} et 8×10^{-4} torr. Pour des pressions plus élevées, le signal augmente moins rapidement ou passe souvent par un maximum pour des pressions de l'ordre de $1,5 \times 10^{-3}$ torr.

Lors des expériences discutées précédemment sur l'atténuation d'un faisceau d'ions, on a vu que ce phénomène d'atténuation, pour les systèmes et les pressions étudiés , était représenté par la relation 2.3 soit:

$$I = I_0 e^{(-nQL)} \dots\dots\dots 2.3$$



Aucun phénomène d'interférence n'avait été remarqué pour des pressions dans la cible inférieures à 3×10^{-3} torr. Par contre, pour l'apparition des neutres, on remarque des phénomènes d'interférence qui se traduisent par l'apparition d'un palier ou d'une croissance faible lors de la formation des neutres.

Afin d'atténuer l'importance de cette interférence dans l'évaluation des sections efficaces d'apparition de neutres, les valeurs rapportées sur le Tableau 7.4 et sur la Figure 7.9 sont obtenues par extrapolation pour une pression nulle dans la cible. Pour obtenir ces valeurs, on calcule les sections efficaces apparentes de formation de neutres au moyen de l'Équation 2.5;

$$I' = I_0 (1 - e^{-nQL}) \dots\dots\dots 2.5$$

en prenant les valeurs expérimentales des figures 7.4 à 7.9 pour diverses pressions inférieures à 10^{-3} torr (Appendice A.7) et en extrapolant pour $P = 0$. Les valeurs I' et I_0 correspondent au signal d'émission électronique obtenu à la multipliatrice ou à la cage de Faraday lors de l'impact des neutres et des ions.

La comparaison des sections efficaces de formation de neutres rassemblées sur le Tableau 7.4 avec celles d'atténuation d'un faisceau d'ions rapportées sur le Tableau 7.3 montre que ces dernières valeurs sont généralement deux à dix fois supérieures aux sections de formation mesurées pour les

neutres. Dans le cas du méthane ces valeurs sont environ vingt-cinq fois supérieures.

Les courbes en traits discontinus sur les figures 7.4, 7.6 et 7.7 sont calculées par l'Equation 2.5 en prenant la section efficace de formation de neutres mesurée pour une cible de H_2 . Pour une pression de 10^{-3} torr, on constate que la diminution dans l'apparition des neutres due à l'interférence varie entre 10 et 25% du signal de neutres mesuré pour cette pression.

Remarque.

Lors des mesures de formation des neutres, on a remarqué que le signal n'était pas nul pour des pressions de 10^{-5} torr dans la chambre de collision mais intervenait généralement pour 5 à 10% du signal maximum, alors qu'il devait, à partir des sections efficaces mesurées, intervenir pour moins de 1%. L'apparition de neutres lorsqu'il n'y a pas de gaz cible a aussi été remarquée par Warnecke (54) lors de la production de faisceaux d'ions par un duoplasmatron. La formation de ces neutres peut être attribuée à un phénomène d'échange de charge intervenant au niveau de l'extraction de la chambre d'ionisation de la source où la pression de gaz est relativement grande.

b) Effet du gaz cible.

Alors que pour l'atténuation d'un faisceau d'ions, la section efficace était maximale (sauf pour H_2^+) lors-



que l'ion traversait une cible de son propre gaz, les sections maximales de formation de neutres à partir des ions de CH_4 et de H_2 interviennent lorsqu'ils traversent respectivement des cibles de Ar et CH_4 .

Pour les faisceaux ioniques de N_2 et Ar, les valeurs maximales obtenues ne sont pas très distinctes des valeurs obtenues pour le même faisceau traversant d'autres cibles.

c) Effet des modes de détection.

Les mesures de formation de neutres rapportées dans ce travail sont généralement obtenues à partir du signal reçu sur la multiplicatrice électronique. Les valeurs obtenues avec la cage de Faraday pour un faisceau d'azote de 1.000eV à partir de la Figure 7.8 sont rapportées sur la dernière ligne du Tableau 7.4. Si l'on compare ces résultats avec ceux obtenus avec la multiplicatrice et rapportés sur ce même tableau, on constate que les sections efficaces sont très voisines sauf pour la cible d'azote où la concordance est un peu moins marquée. Cet écart dépend probablement plus de l'imprécision des mesures que d'un phénomène particulier dans l'arrachement des électrons.

d) Effet de l'énergie des ions incidents.

La formation des neutres en fonction de l'énergie des ions incidents n'a pas fait l'objet d'étude particulière durant le présent travail. Cependant, quelques expé-

riences avec un faisceau d'ions de N_2 traversant une cible de N_2 ont permis de déterminer les sections efficaces de formation de neutres pour des énergies inférieures à 2.000eV. Ces expériences faites avec la cage de Faraday sont présentées sur la Figure 7.9. Ces sections efficaces rapportées par la courbe 2 de la Figure 7.2 en fonction de l'énergie cinétique des ions montrent que la formation de neutres demeure constante et égale à $5,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ pour des énergies de 500 à 1.500eV puis augmente brusquement pour une accélération de 2.000eV. La Figure 7.2 indique que ce brusque changement dans la section efficace n'avait pas été remarqué pour l'atténuation d'un faisceau d'ions, Il est possible que la section efficace apparente de formation de neutres à 2.000eV ne soit pas représentative du processus mais soit conséquence à une cause autre que l'énergie cinétique.

e) Discussion des mesures obtenues pour la formation des neutres.

Les sections de formation de neutres mesurées pour un faisceau d'ions H_2 traversant différentes cibles sont environ deux fois inférieures à celles mesurées lors de l'atténuation du même faisceau d'ions. Cependant cette valeur de $8,9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ est un peu supérieure à celle mesurée par McClure (49) avec un détecteur de particules pour des ions H_2^+ ayant une énergie cinétique de 3.000eV. Pour les faisceaux de N_2 et Ar, les sections efficaces apparentes de formation de



neutres sont environ sept fois inférieures aux sections d'atténuation. Ce rapport atteint même 25 dans le cas du méthane.

Il est possible que la dispersion des neutres contribue à abaisser légèrement les sections de formation de neutres mais la cause la plus importante de l'écart entre les valeurs obtenues pour les sections de formation de neutres et d'atténuation d'ions est probablement consécutive à un taux d'émission plus faible pour les neutres que pour les ions. Les expérimentateurs obtiennent pour les mêmes systèmes des coefficients d'arrachement très différents pour des énergies cinétiques de 1.000eV. Ainsi Utterback (31) comme Rostagni (41) et Berry (58) obtiennent des taux d'émission pratiquement égaux pour des ions ou des molécules alors que Arifov et Medved (59) obtiennent un coefficient d'arrachement sept fois supérieur pour des ions que pour des neutres ayant des énergies cinétique de 1.000eV. L'état des travaux sur l'émission d'électrons secondaires ne permettant pas d'établir avec exactitude les coefficients d'arrachement dus aux ions et aux neutres, les sections efficaces de formation de neutres obtenues dans ce travail sont présentées sans facteur de correction.

Lorsque les taux d'émission électronique des cibles de cuivre et cuivre-béryllium utilisées dans ce travail et qui donnent des résultats équivalents seront mieux connus, les sections efficaces de formation de neutres pourront être ramenées à leurs valeurs exactes. Ces valeurs seront obtenues en multi-



pliant les signaux de neutres donnés sur les figures 7.4 à 7.9 par le rapport entre le taux d'émission pour les ions et les neutres et en recalculant les sections efficaces par la méthode déjà utilisée dans ce travail et décrite dans l'Appendice A7. A titre d'exemple, si ce rapport est égal à 2, la section efficace apparente pour le système $\vec{H}_2^+ + H_2$ serait augmenté d'un facteur 2,15.

Il est difficile de déterminer la cause exacte du phénomène d'interférence qui apparait pour des pressions de l'ordre de 10^{-3} torr. Ce phénomène ne semble pas dû à la ré-ionisation des neutres dans la chambre de collision par chocs avec les molécules du gaz cible. Ces sections efficaces de ré-ionisation sont généralement dix fois inférieures à celles de neutralisation (31,49). Si les réactions de ré-ionisation étaient importantes, on devrait obtenir, lors des mesures d'atténuation d'un faisceau d'ions, des sections efficaces beaucoup moins importantes pour les mesures faites avec la cage de Faraday que pour celles faites avec le spectromètre de masse. En effet, ces neutres ré-ionisés ne peuvent se confondre avec le pic des ions primaires à cause de la perte d'énergie cinétique (Section 7.3.b) subie lors de la ré-ionisation alors qu'ils seraient confondus avec les ions primaires pour les mesures à la cage de Faraday. A la Section 7.1.b on a vu que les sections mesurées à la cage ne sont que légèrement inférieures à celles obtenues au spectromètre et sont même supérieures



pour quelques systèmes.

On pourrait envisager un phénomène de dispersion angulaire important lors de la formation des neutres, mais McClure (49) lors de mesures sur la dispersion angulaire d'un faisceau de H_2 ne remarque qu'une faible dispersion angulaire.

f) Erreur expérimentale de la détermination de l'intensité des faisceaux de neutres.

La précision des sections efficaces apparentes de formation de neutres, indépendamment du rapport des taux d'émission électronique, est moins grande que celle obtenue pour les sections efficaces d'atténuation présentée à la section précédente. L'imprécision plus importante est attribuable aux signaux de neutres relativement faibles et aux extrapolations faites pour établir les sections efficaces. Il est probable que pour les sections inférieures à 10^{-16} cm^2 les valeurs soient précises à $\pm 50\%$ et passent à $\pm 25\%$ pour les sections efficaces comprises entre 1 et $5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$.

7.3 IONISATION ET ANALYSE DES PARTICULES RAPIDES SORTANT DE LA CHAMBRE DE COLLISION.

a) Ionisation par bombardement électronique.

Nous avons effectué des essais d'ionisation du faisceau de particules neutres sortant de la chambre de collision. Pour ces essais, on a utilisé le canon d'électrons de la source du spectromètre de masse Veeco. Nous avons dit plus haut que



cette source a été modifiée afin de laisser passer le faisceau de particules provenant de l'enceinte E 1. (Figure 4.1).

L'essai effectué pour un faisceau d'ions N_2^+ traversant une cible de N_2 est présenté dans le Tableau 7.5. Lors de ces essais, le champ magnétique de l'aimant du spectromètre est ajusté à la valeur qui permet de recevoir le faisceau d'ions primaires sur la multiplicatrice dont le collecteur est branché à l'électromètre à condensateur vibrant (Ekco). Après avoir appliqué une tension de 150 à 400 volts sur le déviateur d'ions placé en arrière de la chambre de collision, on augmente le gain de la multiplicatrice et on mesure le courant reçu au collecteur. Le gaz cible est ensuite introduit dans la chambre de collision.

Au moment de cette introduction, le courant reçu au collecteur augmente alors qu'il était négligeable avant cette introduction. Ce courant demeure constant lorsque le faisceau d'électrons de la source du Veeco traverse à angle droit le jet de particules neutres rapides. Des balayages en tension du faisceau incident et du champ magnétique effectués lorsque le faisceau d'électrons fonctionne ne permettent pas d'apprécier une différence dans le signal reçu au collecteur.

Ainsi, pour un faisceau d'azote ayant une densité de l'ordre de 5×10^4 particules par cm^3 qui correspond à une pression équivalente dans le jet de 10^{-12} torr, on constate que le canon électronique de la source du Veeco ne peut ioniser d'une



façon sensible les particules de ce faisceau.

Il est difficile de donner la cause exacte de ce défaut d'ionisation ou de détection de cette ionisation. Cependant, parmi les causes possibles, il faut citer:

1^o) La faible épaisseur du pinceau d'électrons et ainsi de son pouvoir d'ionisation.

2^o) L'ionisation des particules rapides par choc avec le gaz résiduel de l'enceinte E.2 pour des pressions de l'ordre de 10^{-7} torr. Cette faible ionisation est responsable du signal remarqué lorsqu'on introduit du gaz dans la chambre de collision de l'enceinte E.1 (Tableau 7.5)

3^o) L'importance du bruit qui est de l'ordre de 10^{-14} amp.

Si on se réfère aux travaux de Dolder (44) puis de Peterson (45) et Harrison (46) portant sur l'ionisation de faisceaux d'ions ^{ou} de neutres rapides, l'ionisation des neutres rapides pourrait être détectée en bombardant le faisceau sur une plus grande épaisseur (~ 40 mm) et en augmentant le rapport signal/bruit en découpant (pulsant) le faisceau de neutres et le faisceau d'électrons.

b) Ionisation par collision avec un gaz.

Dans le paragraphe précédent, on a vu qu'un faible signal d'ions N_2^+ produit par collision des neutres rapides avec les molécules de gaz résiduel de l'enceinte E.2 est détecté au spectromètre de masse (Tableau 7.5). Aux faibles pressions



($<10^{-7}$ torr), ce phénomène est peu apparent mais devient important pour des pressions plus élevées. Afin d'utiliser l'enceinte E.2 comme chambre d'ionisation, une troisième vanne de dosage Leybold (V.3) a été fixée sur cette enceinte (Figure 4.1). Cette vanne permet d'augmenter la densité de particules dans l'enceinte E.2.

L'étude au spectromètre de masse Veeco des particules réionisées dans le cas d'un faisceau initial d'ions du méthane traversant deux cibles d'azote a permis d'identifier (60) les masses des particules neutres sortant de la première cible c'est-à-dire de la chambre de collision de l'enceinte E.1. (Figure 4.1).

Les rapports m/q mesurés lors de cette expérience effectuée à champ magnétique constant dans le spectromètre de masse sont donnés sur le Tableau 7.6 et les spectres correspondants sont montrés sur la Figure 7.10. Sur cette figure, on remarque que les pics du spectre no. III correspondant aux pics des deux spectres précédents sont décalés d'environ 20 volts. Cette perte d'énergie cinétique qui a aussi été remarquée pour d'autres gaz correspond probablement à une perte d'énergie due à la ré-ionisation des neutres. Ce phénomène n'a pas été étudié durant ce travail et fait présentement l'objet d'une étude spéciale (61).



1) Interprétation du spectre II

Les particules sortant de la première chambre de collision et apparaissant avec des valeurs entières de m/q 12, 13, 14, 15, 16, 17 correspondent aux ions incidents qui n'ont pas subi de collision dans la première chambre. Les valeurs non entières de m/q sont dues à la dégradation des ions du faisceau incident lors de la traversée de cette chambre. Comme ces dégradations ont lieu dans une région au potentiel de la terre, précèdent le séparateur magnétique, les produits de ces dégradations apparaissent sous forme de bande d'Aston à des masses apparentes $(m/q)_a$ données par l'expression (43):

$$(m/q)_a = (m/q)_f^2 \times (q/m)_o \dots\dots\dots 7.1$$

où m et q sont la masse et la charge des ions primaires (o) et des produits (f).

Le Tableau 7.7 donne les masses apparentes possibles calculées par la formule 7.1 pour des particules dégradées à partir des ions primaires du méthane.

Ce phénomène explique les cinq valeurs non entières obtenues lors des expériences (Tableau 7.6). Ces valeurs correspondent à la dégradation des ions primaires CH_4^+ et CH_3^+ rapportées dans les cases rayées du Tableau 7.7. On ne détecte pas expérimentalement les autres valeurs non entières prévues au Tableau 7.7 parceque d'une part les ions CH_5^+ , CH_2^+ et CH^+ sont en faible concentration dans le faisceau d'ions primaires

(Spectre I, Figure 7.10) et d'autre part parce que la série 15,05, 14,05, 13,06 et 12,07 est très voisine de la série des masses entières et que le pouvoir séparateur actuel du spectromètre Veeco ne permet pas de séparer des masses aussi rapprochées.

Il est difficile d'évaluer lors de cette expérience, l'importance de la dégradation subie par les ions lors de la collision parce que les pics des ions dégradés sont souvent confondus ou non entièrement séparés des pics d'ions primaires. Aussi, l'évaluation de l'intensité de la dégradation sera facilitée lorsqu'un séparateur magnétique placé entre la source d'ions à électrons oscillants et la chambre de collision permettra d'avoir à l'entrée de la chambre de collision un faisceau formé d'un seul type d'ions.

2) Interprétation du spectre III.

Les valeurs du Tableau 7.6 correspondant au spectre III de la Figure 7.10 sont les rapports m/q détectés au spectromètre lorsque la pression d'azote dans l'enceinte E.2 est d'environ 5×10^{-4} torr. Les ions sortant de la première cible sont extraits du faisceau par le déflecteur électrostatique. Ainsi le spectromètre de masse ne reçoit que les particules rapides qui sont ionisées par collision dans l'enceinte E.2.

Ces particules rapides proviennent toujours du faisceau initial de méthane, et la série des valeurs m/q est

la même que dans le cas des ions sortant de la première cible. Les valeurs entières 16 à 12 du spectre III (Tableau 7.6 et Figure 7.10) correspondent à des ions formés sans dégradation des particules rapides et les non-entières avec dégradation dans les deux cibles. Ainsi, la présence des ions de masse 16, 15, 14, 13 et 12 détectés au spectromètre ne peut s'expliquer que par l'ionisation de particules de même masse contenues dans le faisceau de neutres c'est-à-dire de CH_4 et des radicaux libres $\text{CH}_3^\bullet$, $\text{CH}_2^\bullet$, $\text{CH}^\bullet$ et $\text{C}^\bullet$. Par contre, les pics apparents de masses non entières inférieures à 15 dûs aux ions CH_2^+ , CH^+ et C^+ provenant de la dégradation de molécules CH_4^+ et CH_3^+ peuvent avoir deux origines :

- Soit simple ionisation dans E.2 des radicaux libres $\text{CH}_2^\bullet$, $\text{CH}^\bullet$ et $\text{C}^\bullet$ formés par neutralisation dégradante dans la première chambre de collision.
- Soit ionisation dégradante dans E.2 de CH_4 et $\text{CH}_3^\bullet$ formés par échange de charge dans la première cible.

3) Intensité du faisceau de radicaux $\text{CH}_3^\bullet$

Si on se réfère au pic de $\text{CH}_3^\bullet$ sur le spectre III (Figure 7.10) et qu'on suppose que le rendement de ré-ionisation est environ un sur cent dans E.2, la densité de radicaux $\text{CH}_3^\bullet$ à la sortie de la première chambre de collision serait environ 10^{-3} fois plus faible que le pic initial de CH_3^+ . Comme la densité de l'ion CH_3^+ dans le faisceau sortant de la source est du même ordre de grandeur que celle des ions N_2^+ qu'on a vue égale à 10^8 particules/cm³, la densité de radicaux libres

$\text{CH}_3^\bullet$ serait de l'ordre de 10^{+5} radicaux/cm³ soit une pression équivalente d'environ 3×10^{-12} torr.

Lorsqu'un deuxième séparateur magnétique aura été monté sur l'appareil, une étude systématique de l'énergie cinétique des ions CH_3^+ primaires et des gaz cibles permettra probablement d'augmenter la densité de $\text{CH}_3^\bullet$ dans le faisceau.



Gaz Cible Sceau Ident	$Q \times 10^{16} \text{ cm}^2$					Vitesse des ions incidents $v/10^7$
	CH_4	CO_2	H_2	N_2	Ar	
	(13,12)	(13,79)	(15,4)	(15,58)	(15,75)	
12)	17,8	13,	10,2	16,	11,5	1,1
2)	13,9	-	10,9	15,7	13,	1,07
9)	27,5	30,	10,7	17,9	16,0	0,663
)	14,1	11,0	8,8	14,0	10,0	1,13
8)	15,9	15,0	20,9	30,0	28,0	0,831
5)	13,0	12,6	16,3	18,9	26,8	0,695
Potentiels d'apparition eV						

Tableaux 7.1 Sections efficaces d'atténuation mesurées au spectromètre de masse pour des faisceaux d'ions parents de CH_4 , CO_2 , N_2 , Ar, CH_3^+ , CH_5^+ , à 1000eV.

$Q \times 10^{16} \text{ cm}^2$						Vitesse des ions incidents
Gaz Cible						
Niveau ident	CH_4 (13,12)	CO_2 (13,79)	H_2 (15,4)	N_2 (15,58)	Ar (15,75)	$v/10^7$ cm/sec
H_2^+ (5,6) (10,1)	7,1	-	5,3	8,6	7,8	1,18
H^+ (5)	8,9	-	3,4	7,1	4,9	1,21
r^{++} (2,3)	17,0	19,6	6,4	7,5	8,9	1,18
r^+ (2)	7,2	-	2,9	5,6	4,3	1,27
r^{++} (4)	10,3	11,	4,4	11,5	9,6	0,98
) Potentiels d'apparition eV						

Tableau 7.2 Sections efficaces d'atténuation mesurées au spectromètre de masse pour des faisceaux d'ions fragments de CH_4 , N_2 et Ar à 1000eV.

Faisceau incident		$Q \times 10^{16} \text{ cm}^2$			
		Gaz cible			
Ions	%	CH_4	H_2	N_2	Ar
CH_4^+	41	16,6	8,9	14,5	14,0
CH_3^+	41				
H_2^+	95	29,0	16,2	23,0	20,0
N_2^+	88	20,0	22,0	27,6	26,6
N^+	12				
Ar^+	85	16,5	15,5	16,6	25,0
Ar^{++}	15				

Tableau 7.3 Sections efficaces d'atténuation mesurées à la cage de Faraday pour des faisceaux d'ions de CH_4 , H_2 , N_2 et Ar à 1000eV.

Q x 10 ¹⁶ cm ²					
Faisceau incident	Gaz Cible				
	Ions	%	CH ₄	H ₂	N ₂ Ar
CH ₄ ⁺		41	0,55	0,46	0,45 3,0
CH ₃ ⁺		41			
H ₂ ⁺		95	11,0	8,9	9,1 7,5
Ar ⁺		85	0,9	2,6	2,1 2,6
Ar ⁺⁺		15			
N ₂ ⁺		88	3,1	4,7	3,5 3,5
N ⁺		12			
N ₂ ⁺		88	2,8	4,7	5,2 3,7
N ⁺		12			
(1)					
(1) Mesures faites à la cage de faraday					

Tableau 7.4 Sections efficaces apparentes de formation de neutres mesurées à la multiplicatrice à partir de faisceaux de H₂, CH₄, N₂, et Ar à 1000eV.



Ion Primaire	Déviateur d'ions Volts	Chambre de Collision P, torr	Canon D'électrons	Multiplicatrice		Signal Amp.
				Tension Volts	gain	
N ₂ ⁺	0	10 ⁻⁵	NON	1000	2x10 ⁻²	0,48x10 ⁻⁸
	150	10 ⁻⁵	NON	2400	2x10 ⁻⁶	<5x10 ⁻¹⁴
	400	10 ⁻⁵	NON	2400	2x10 ⁻⁶	<5x10 ⁻¹⁴
	400	1,05x10 ⁻³	OUI	2400	2x10 ⁻⁶	<5x10 ⁻¹⁴
	400	1,05x10 ⁻³	OUI	2400	2x10 ⁻⁶	9à15x10 ⁻¹⁴
	* 400	1,05x10 ⁻³	NON	2400	2x10 ⁻⁶	9à15x10 ⁻¹⁴
	400	1,05x10 ⁻³	OUI	2400	2x10 ⁻⁶	0à5x10 ⁻¹⁴
* Mesures effectuées en interceptant le faisceau de neutres avec la cage de Faraday escamotable (Figure 4.1)						

Tableau 7.5 Essai d'ionisation par bombardement électronique d'un faisceau de neutres produit à partir d'ions primaires de N₂ à 1000eV.

Ions sortant de C.I. $P_c = 1 \times 10^{-5}$ torr $P_{E2} = 1 \times 10^{-7}$ torr	Ions sortant de C.C. $P_c = 5 \times 10^{-4}$ torr $P_{E2} = 1 \times 10^{-7}$ torr	Ions sortant de E.2 (neutres réionisés) $P_c = 5 \times 10^{-4}$ torr $P_{E2} = 5 \times 10^{-4}$ torr
m/q	m/q $\pm$ 0,04	m/q $\pm$ 0,08
17	17	
16	16	16
15	15	15
14	14	14
13	13	13
	12.22	12.25
12	12	12
	11.27	11.27
	10.58	10.59
	9.65	9.65
	9.05	9.06

Tableau 7.6 Rapports expérimentaux m/q pour les ions
du méthane traversant des cibles d'azote.



Particules dégradées	Ions Primaires					
	CH_5^+	CH_4^+	CH_3^+	CH_2^+	CH^+	C^+
CH_5^+	17					
CH_4^+	15.05	16				
CH_3^+	13.23	14.05	15			
CH_2^+	11.53	12.25	13.06	14		
CH^+	9.94	10.56	11.26	12.07	13	
C^+	8.47	9.00	9.60	10.28	11.07	12

Tableau 7.7 Masses apparentes des ions primaires du méthane dégradés par collision.



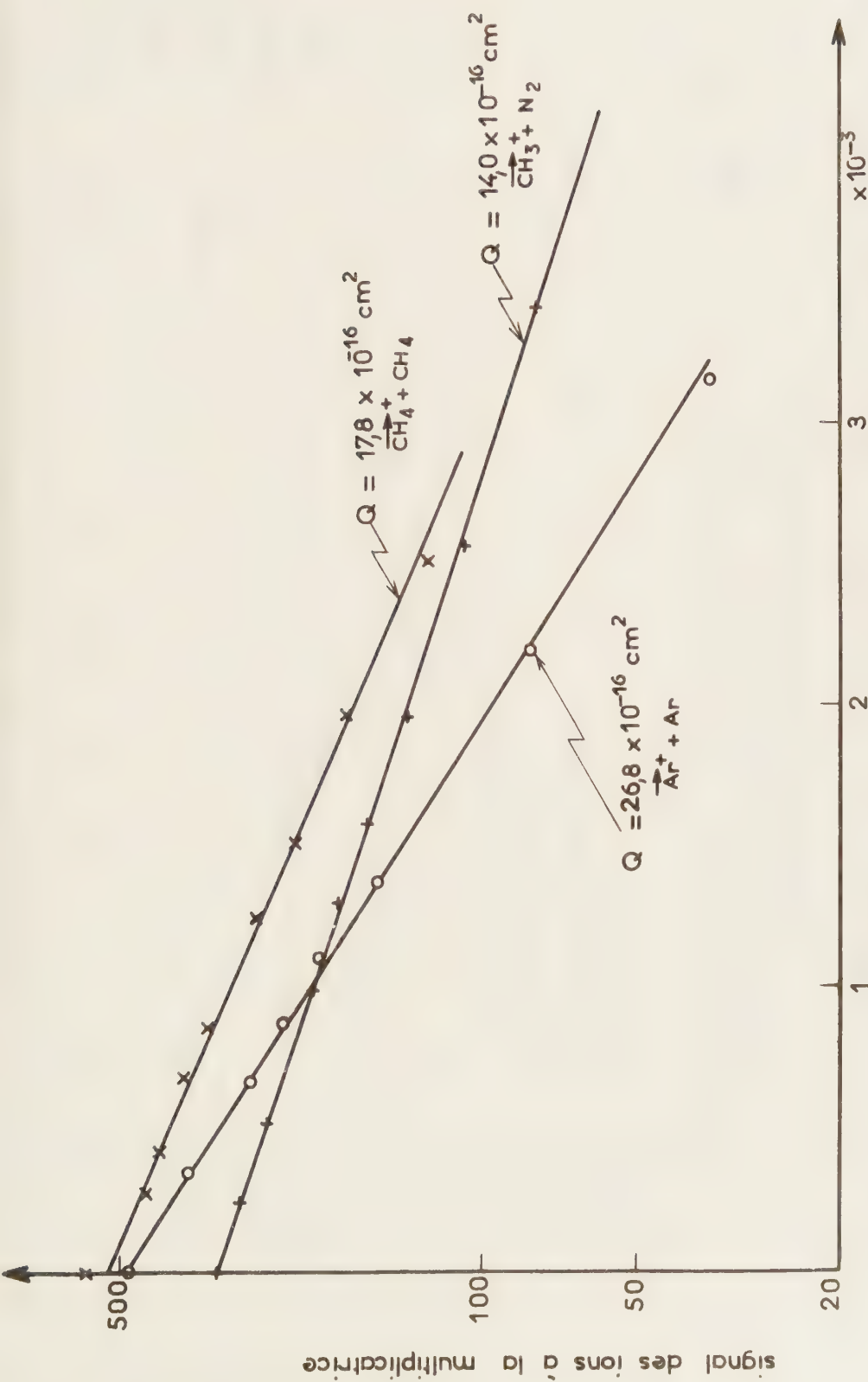


Figure 7.1 ATTENUATION D'IONS DE 1000 eV en FONCTION de la PRESSION dans la CHAMBRE de COLLISION



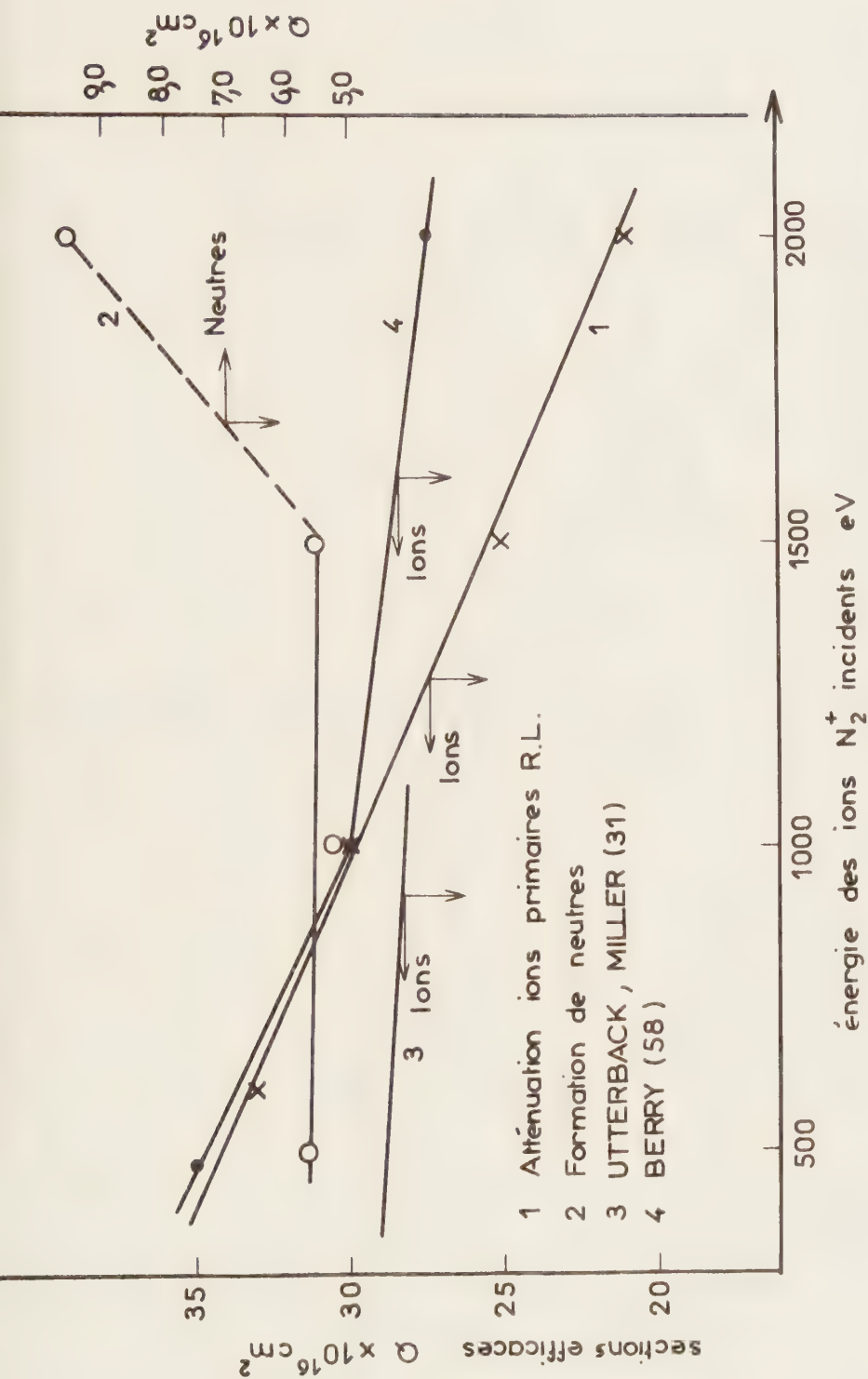


Figure 7.2 SECTIONS EFFICACES D'ATTÉNUATION D'IONS et de FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU de N_2^+ en FONCTION de L'ÉNERGIE CINÉTIQUE



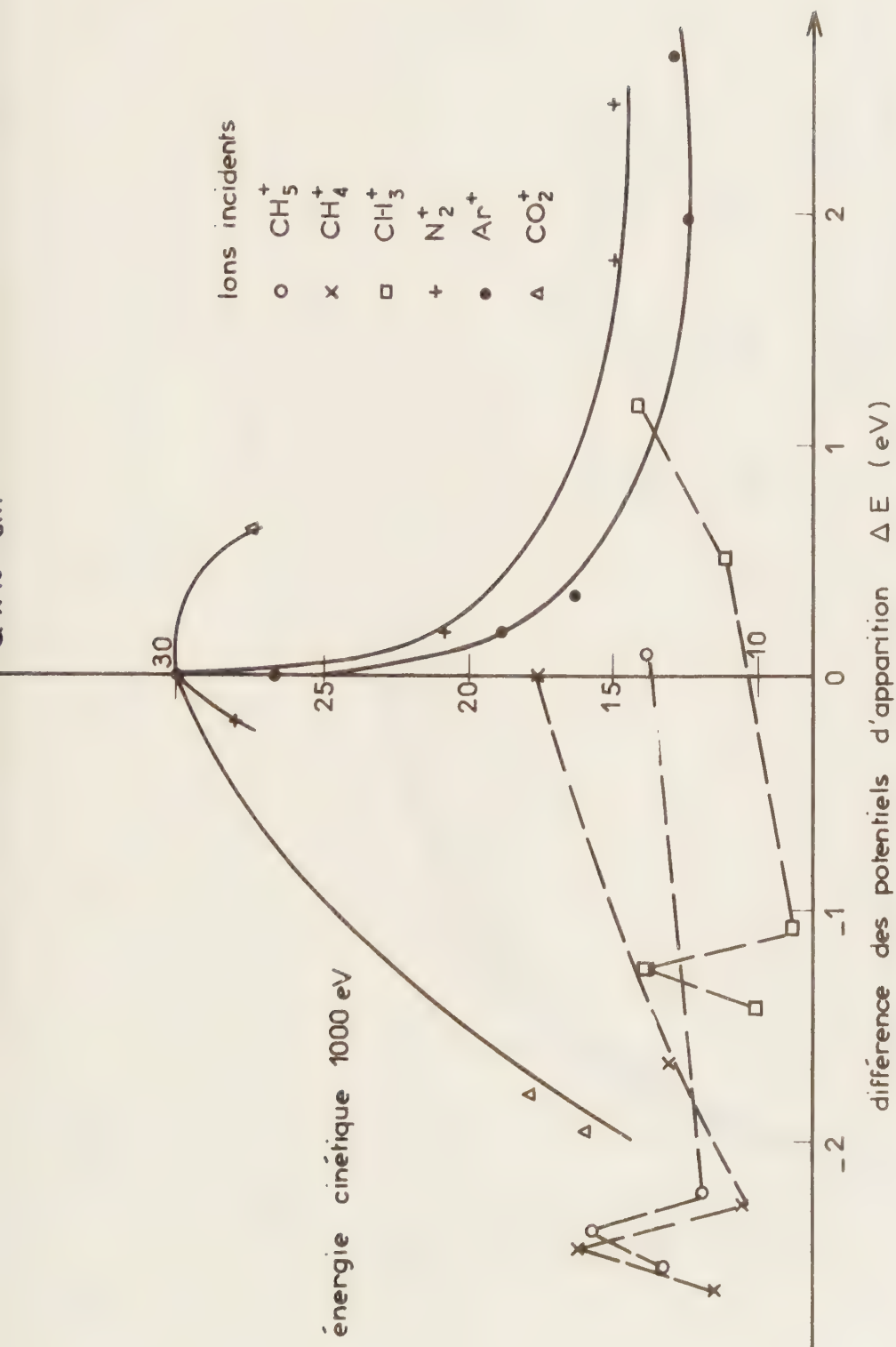


Figure 7.3 SECTIONS EFFICACES D'ATTENUATION de FAISCEAUX D'IONS en FONCTION des DIFFERENCES de POTENTIELS D'APPARITION





Figure 7.4 FORMATION DE NEUTRES À PARTIR D'UN FAISCEAU D'IONS PRIMAIRES de H_2 à 1000 eV



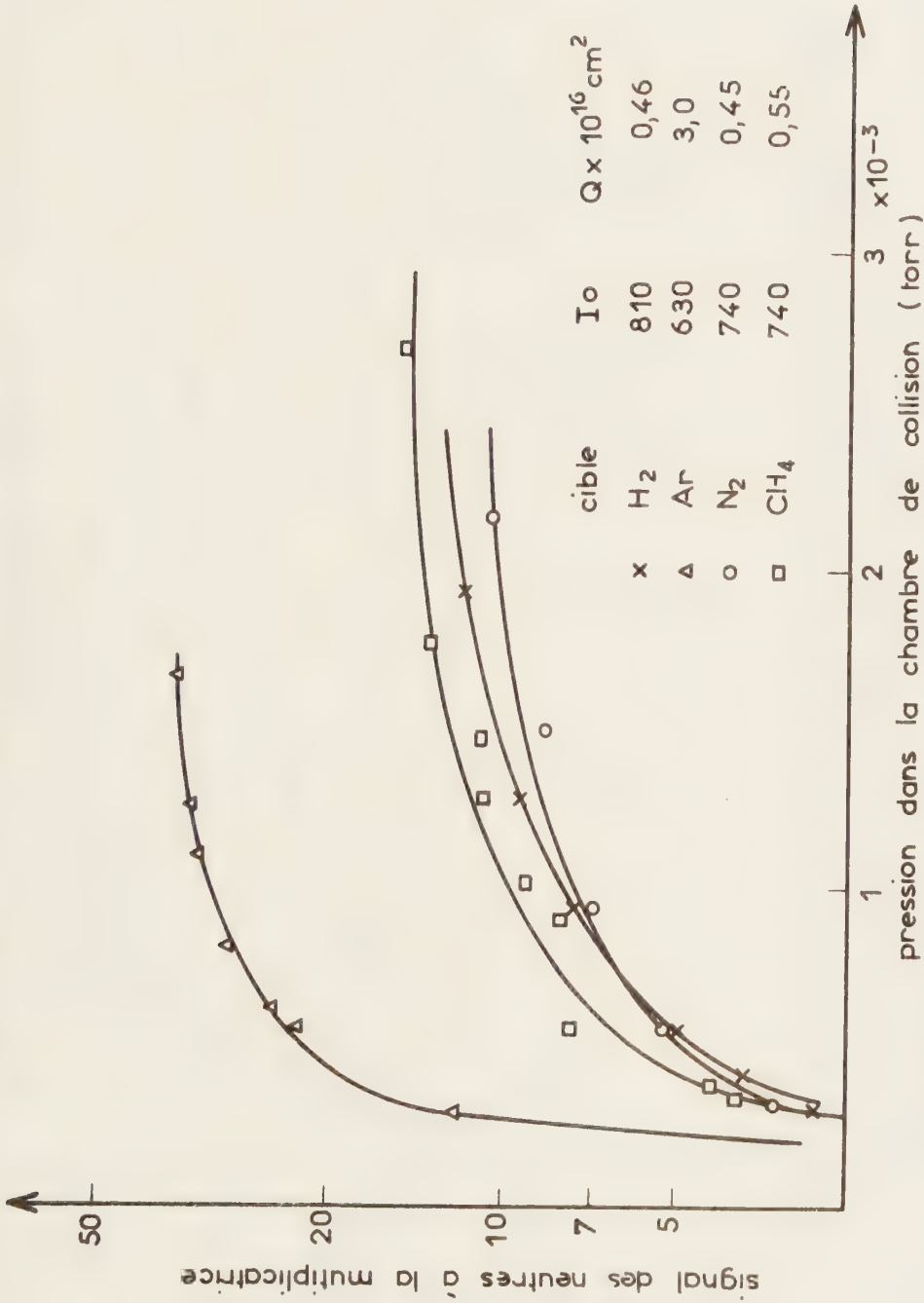


Figure 7.5 FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU D'IONS
PRIMAIRES de CH_4 à 1000 eV



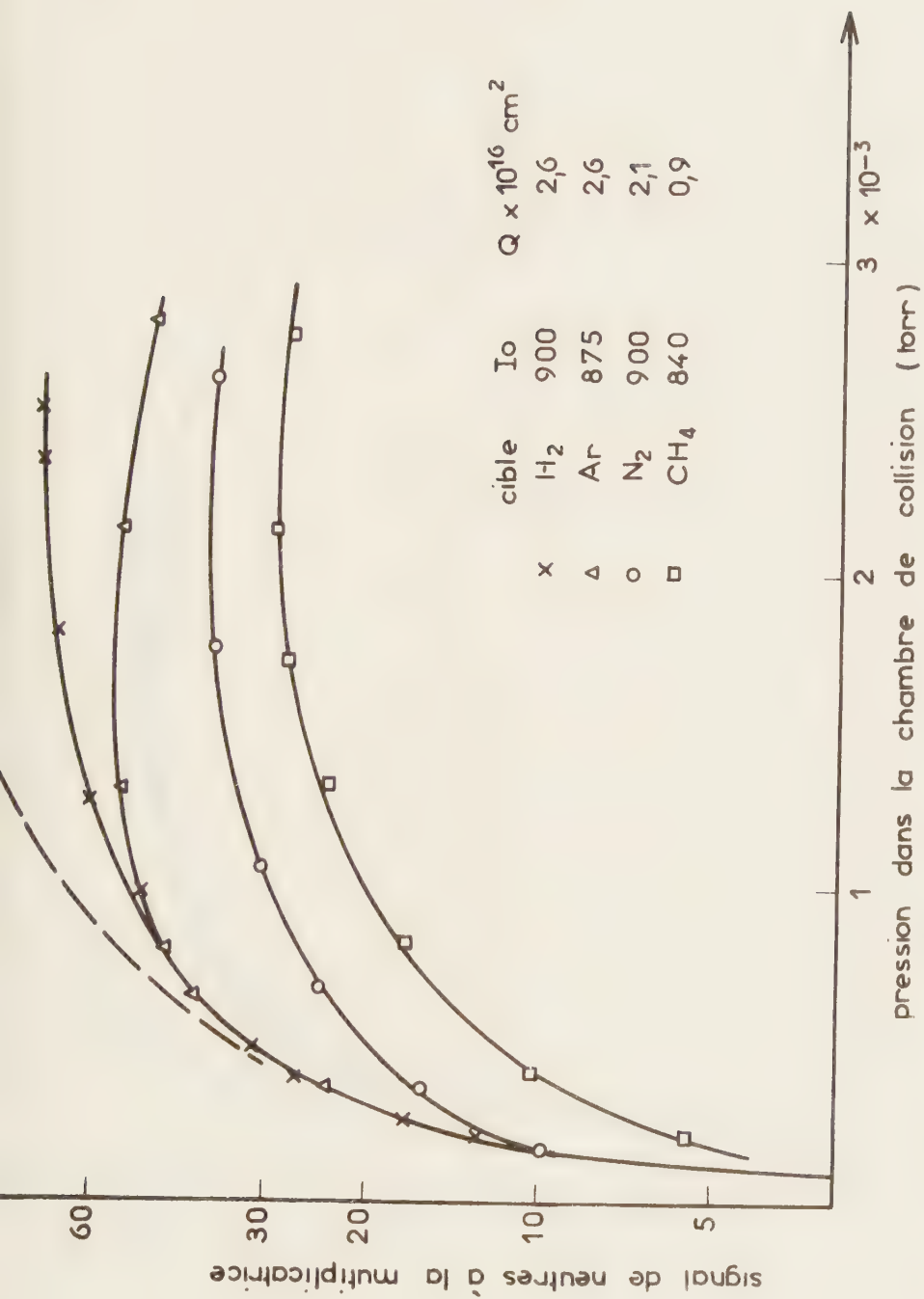


Figure 7.6 FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU D'IONS
PRIMAIRES de Ar à 1000 eV



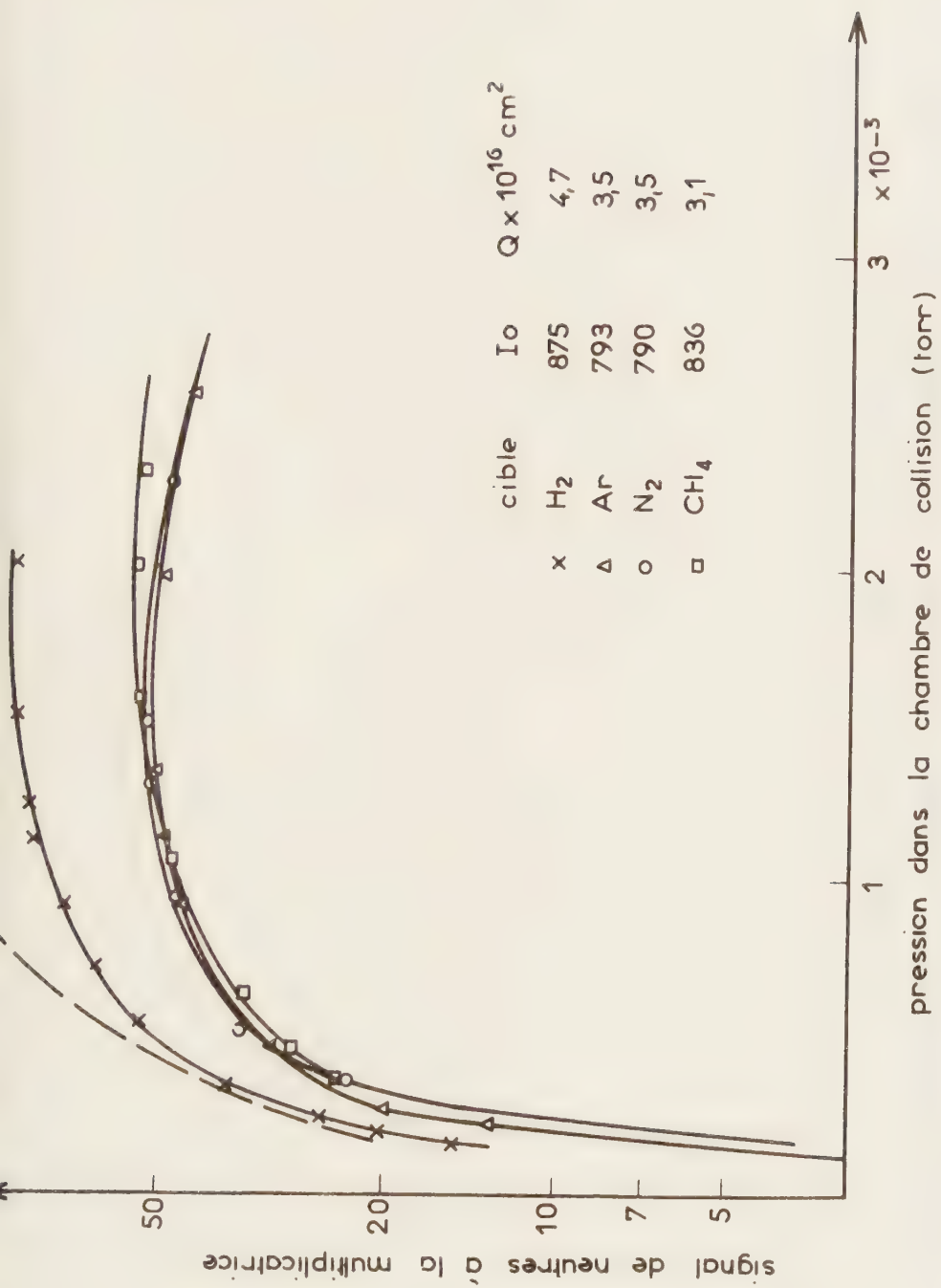


Figure 7.7 FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU D'IONS
PRIMAIRES de N_2 à 1000 eV



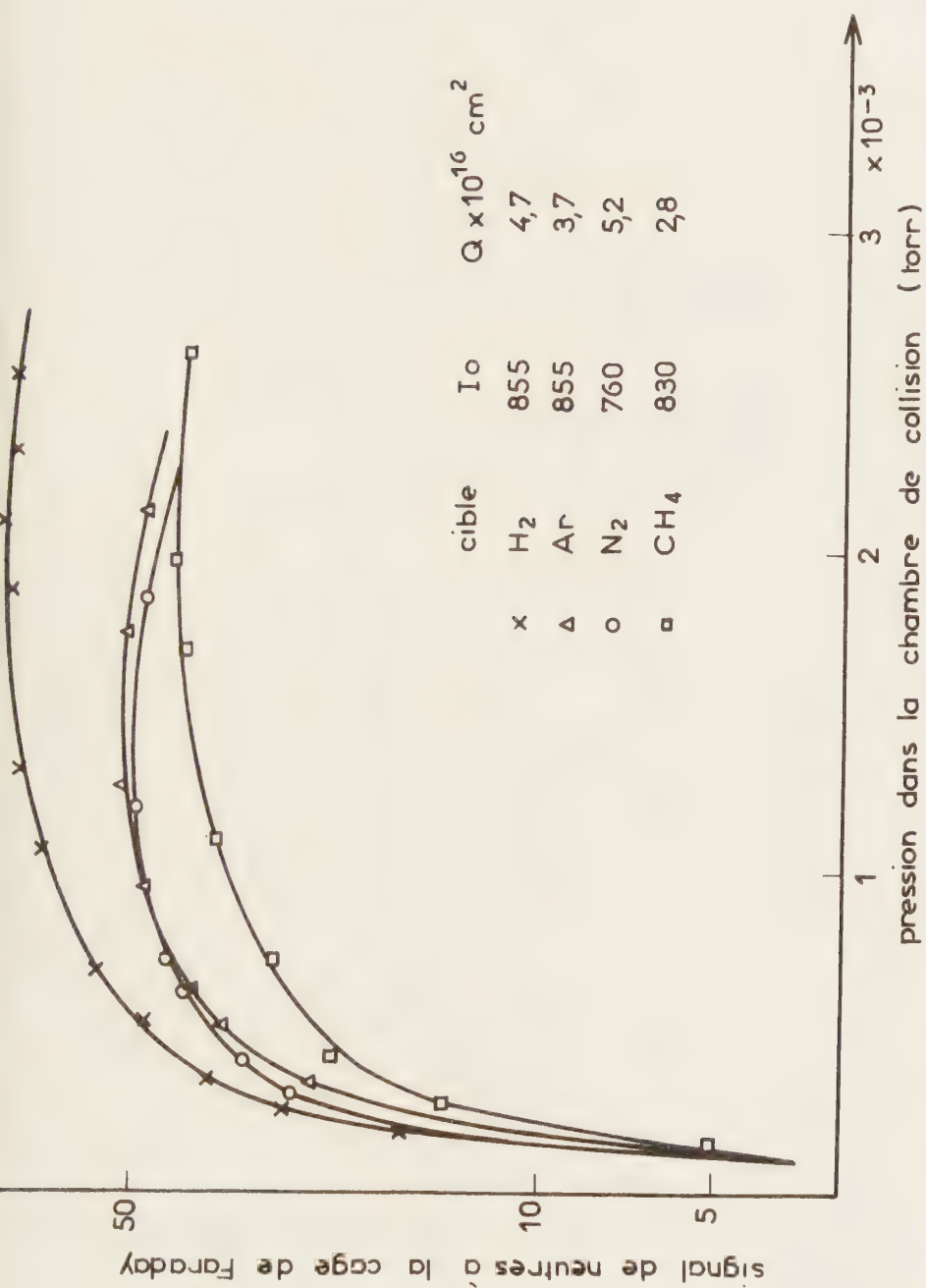


Figure 7.8 FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU D'IONS PRIMAIRES de N_2 à 1000 eV (mesures faites à la cage de Faraday)



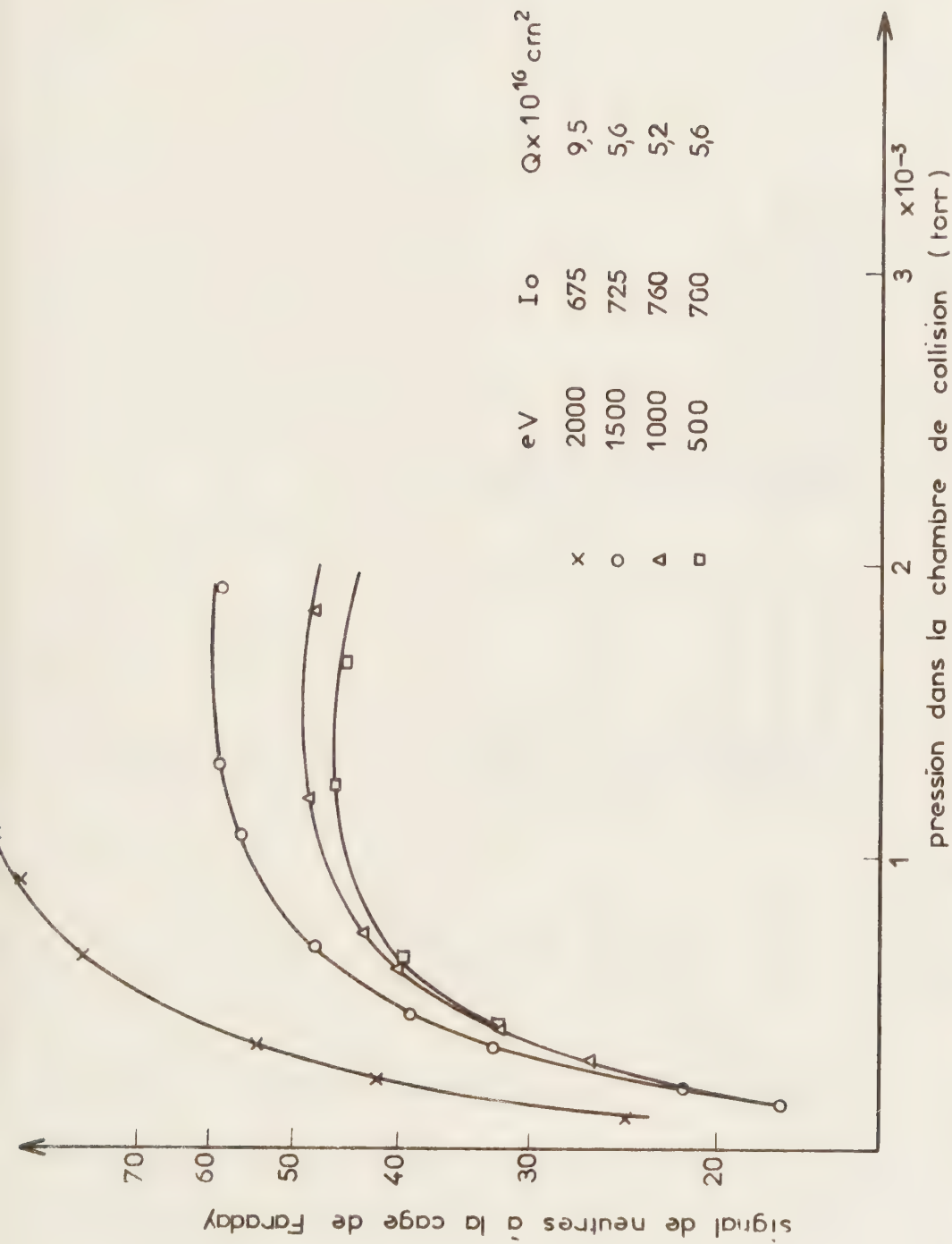
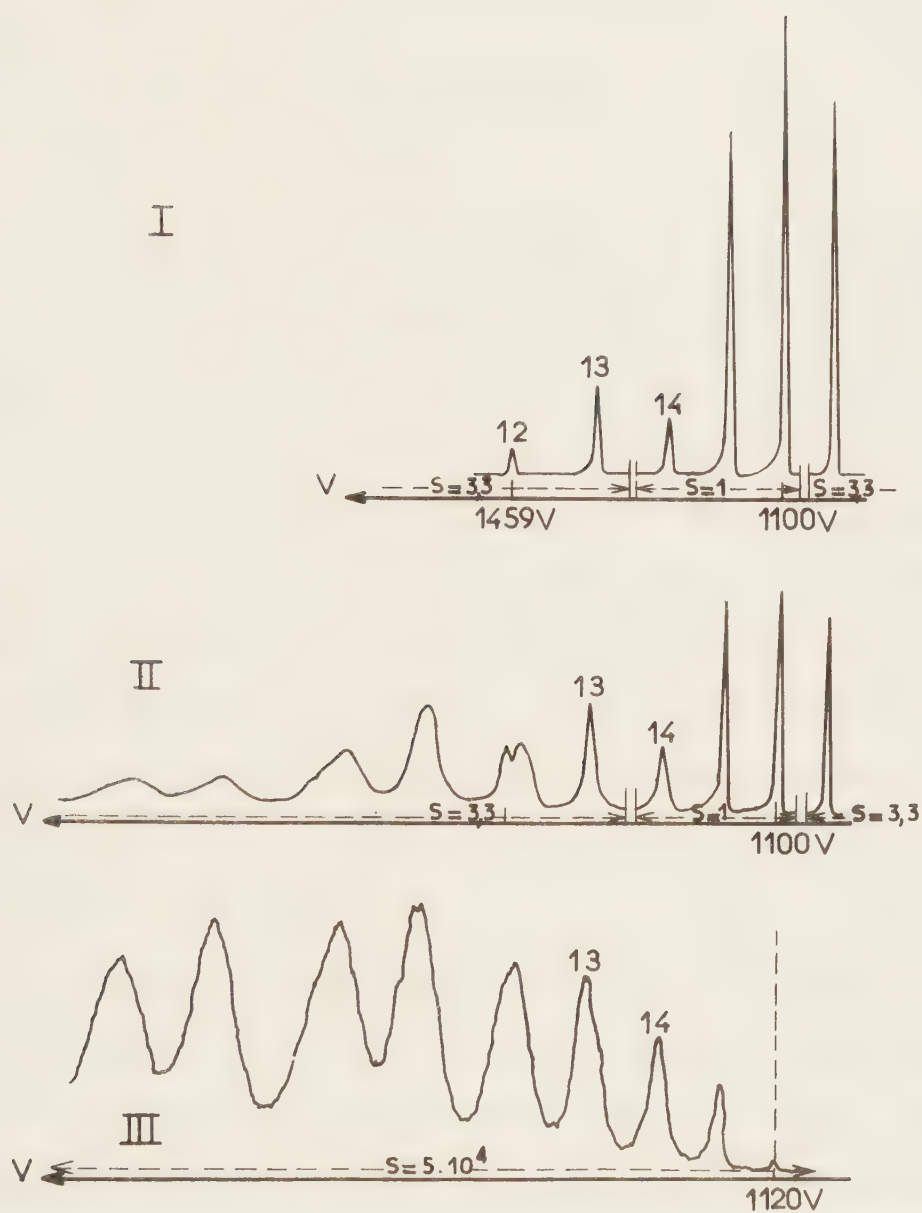


Figure 7.9 FORMATION de NEUTRES à PARTIR d'un FAISCEAU D'IONS PRIMAIRES de N_2 TRAVERSANT une CIBLE de N_2 pour DIFFÉRENTES ENERGIES CINÉTIQUES





Spectre I : ions sortant de la chambre d'ionisation C.I.

Spectre II : ions sortant de la chambre de collision C.C.

Spectre III : ions sortant de l'enceinte de ré-ionisation E.2

Figure 7.10 SPECTRES de MASSE pour des IONS PRIMAIRES du METHANE TRAVERSANT des CIBLES D'AZOTE



C H A P I T R E V I I I

CONCLUSIONS

L'étude de l'atténuation de faisceaux intenses d'ions N_2^+ et Ar^+ lors de la traversée de cibles gazeuses a conduit à des sections efficaces de même valeur que celles rapportées par plusieurs auteurs pour des processus d'échange de charge. Pour les ions CH_5^+ , CH_4^+ et CH_3^+ ayant des énergies de 1.000eV, les sections efficaces pour les différentes cibles étudiées varient entre 10 et $18 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ alors que pour les ions fragments molécules étudiées, les sections efficaces sont généralement inférieures à $10 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. Pour les cibles utilisées, les sections obtenues pour un ion donné, sont minimum lorsque H_2 est utilisé comme cible.

Les sections efficaces de formation de neutres mesurées par l'émission d'électrons secondaires arrachés d'une plaque métallique a conduit à des sections efficaces environ sept fois moins élevées que celles mesurées pour l'atténuation de faisceaux d'ions sauf pour H_2 où la différence est égale à un facteur deux et CH_4 où cette différence est égale à un facteur aussi grand que vingt-cinq. Il faut toutefois noter que dans le calcul de ces valeurs, les taux d'émissions d'électrons secondaires sont supposés être égaux pour les ions et pour



les neutres. On observe en outre une diminution de l'intensité du faisceau de neutres pour des pressions dans la cible supérieures à 10^{-3} torr.

L'analyse spectrométrique des particules neutres rapides obtenues par échange de charge des ions du méthane avec une cible de gaz montre qu'une fraction importante du faisceau de neutres est composée de radicaux libres du méthane. La ré-ionisation des neutres avant analyse est obtenue par collision sur une cible gazeuse.

Les collisions de ré-ionisation montrent que les particules neutres perdent une énergie cinétique d'environ 20eV lors de ce processus.

La méthode de collision de faisceaux intenses d'ions du méthane avec des cibles gazeuses s'avère intéressante pour obtenir des faisceaux de radicaux libres. Avec l'appareil réalisé, ces radicaux peuvent être produits à des énergies comprises entre 500 et 3.000eV.



A P P E N D I C E S

A.1 DETERMINATION DES PRESSIONS DANS LES CHAMBRES DE REACTION

Les pressions de gaz dans ces chambres durant les essais de collision sont comprises entre 2×10^{-4} et 5×10^{-3} torr. En plus de la jauge Pirani, on peut penser utiliser la jauge de MacLeod, la jauge de Penning et la jauge à ionisation haute pression pour mesurer des pressions de l'ordre de 10^{-3} torr. Ces derniers types de jauge ont respectivement comme inconvénient de donner une mesure discontinue, d'introduire un champ magnétique perturbateur et de décomposer les molécules en particulier les hydrocarbures. Pour éviter ces inconvénients, on a préféré utiliser des jauges Pirani soudées aux canalisations d'alimentation. Ce type de manomètre donne une lecture continue, sans perturbation du système mais est sensible aux radiations. Pour éviter ce phénomène, on a placé des jauges à l'intérieur des enceintes E.1 et E.2 en les protégeant de la radiation des pièges à air liquide par une feuille en aluminium. La mesure des pressions dans les canalisations exige de connaître la conductance de l'ouverture des chambres et le débit des canalisations afin d'établir le rapport entre les



pressions lues et les pressions correspondantes dans les chambres. Ces déterminations sont décrites ci-après:

- a) Relation entre la pression P_J dans une canalisation et la pression P dans une chambre.

On peut établir la relation entre la pression P dans une chambre et la pression P_J mesurée dans une canalisation à partir du flux gazeux F en torr-litre/sec du système qui est égal à;

$$F = C_t (P_J - P_e) \dots\dots\dots A.1$$

où C_t est la conductance totale du montage en litre/sec. et P_e la pression dans les enceintes en torr.

Le flux gazeux est aussi égal à :

$$F = C_c (P_J - P) \dots\dots\dots A.2$$

où C_c est la conductance du montage en avant des ouvertures des chambres de réaction.

Comme P_e est très inférieur à P en portant l'Equation A.2 dans A.1 on obtient pour la pression P dans la chambre:

$$P = P_J \left(1 - \frac{C_t}{C_c}\right) \dots\dots\dots A.3$$

Si C_o est la conductance des ouvertures de la chambre qui sont en série avec la conductance de la canalisation C_c , on a pour C_t :

$$\frac{1}{C_t} = \frac{1}{C_o} + \frac{1}{C_c} \dots\dots\dots A.4$$



en réarrangeant l'Equation A.4 on obtient :

$$C_c = \frac{C_o \times C_t}{C_o - C_t} \dots\dots\dots A.5$$

En remplaçant C_c dans l'Equation A.3 par sa valeur donnée par l'expression A.5 on obtient pour la pression dans les chambres :

$$P = P_J \left(\frac{C_t}{C_o} \right) \dots\dots\dots A.6$$

Dans cette dernière expression, la conductance totale C_t est déterminée expérimentalement par des mesures de débit alors que la conductance des ouvertures est déterminée à partir de la section bien définie des ouvertures.

b) Calcul des conductances C_o des ouvertures de chambres.

Les conductances C_o des trous de forme circulaire percés dans les chambres de réaction dont les diamètres sont indiqués à la figure 4.1 sont calculées par la formule de Clausing pour un régime moléculaire soit:

$$C_o = 3,638 KA \left(\frac{T}{M} \right)^{0.5} \text{ (litre/sec) } \dots\dots A.7$$

où K est le facteur de Clausing (63), A la section des ouvertures, T la température du gaz °K et M la masse moléculaire du gaz. L'écoulement à travers ces ouvertures est toujours en régime moléculaire car le libre parcours moyen est supérieur au rayon des ouvertures.

Les conductances C_o des ouvertures de la chambre d'ionisation et de collision calculées par la Formule A.7



et présentées sur les tableaux A.1 et A.2 pour l'air à 20°C sont respectivement égales à 1,07 litre/sec et 0,49 litre/sec.

c) Détermination des conductances totales C_t des montages.

Les conductances C_t en litres/sec sont déterminées expérimentalement en mesurant le débit d'un gaz pour différentes pressions P_j dans les canalisations.

1) Chambre d'ionisation.

Les déterminations de la conductance totale C_{t1} du montage de la chambre d'ionisation ont été faites avec de l'azote et du méthane. Ces déterminations rapportées au Tableau A.1 montrent que la conductance pour les pressions étudiées est constante en fonction de la pression dans la conduite et égale à 0,709 litre/sec. pour de l'air à 20°C. Cette valeur est environ 20% inférieure à celle calculée à partir des dimensions géométriques de la canalisation.

2) Chambre de collision.

Les conductances C_{tc} du montage de la chambre de collision déterminées expérimentalement pour H_2 , CH_4 , N_2 et Ar sont rapportées au Tableau A.2 et sur la Figure A.1. Ces déterminations montrent que la conductance augmente avec la pression dans la canalisation et que celle du méthane est différente de celle des autres gaz. Les valeurs expérimentales diffèrent d'environ 20% de celles évaluées à partir des dimensions des canalisations.



d) Pressions dans les chambres de réaction.

1) Chambre d'ionisation

En remplaçant dans l'Expression A.6 C_o et C_t par leur valeur déterminée à la section A.1b et A.1cl, on obtient que la pression P_i dans la chambre d'ionisation est égale à $0,66 P_{J1}$ soit:

$$P_i = \frac{0,709}{1,07} P_{J1} = 0,66 P_{J1}$$

2) Chambre de collision.

La pression dans la chambre de collision se calcule de la même façon que pour celle de la chambre d'ionisation excepté que la conductance C_{tc} varie avec les gaz et la pression. Afin de faciliter le travail les rapports de C_{tc}/C_{oc} en fonction de la pression P_{J2} et des différents gaz sont mis en graphique sur la Figure A.2.

A.2 DENSITE DE PARTICULES DANS LE FAISCEAU

On détermine la densité de courant et de particules dans le faisceau d'ions extrait de la source à électrons oscillants à partir du courant obtenu sur la cage de Faraday placée dans l'enceinte E.1. Les valeurs du courant de 1000 à 2500eV sont lues sur la Figure 5.4 qui montre le courant de N_2 dans la chambre de collision en fonction de l'énergie des ions. La marche des calculs est indiquée à la page suivante.



1) Energie des ions de N_2	eV	1000	2500
2) Section du faisceau; dia.=2mm	cm ²	,0314	,0314
3) Courant d'ions (Fig.5.4)	amp	$3, \times 10^{-6}$	13×10^{-6}
4) Densité du courant $\frac{c) \times 1}{b)}$	amp/cm ²	$,96 \times 10^{-4}$	$4,1 \times 10^{-4}$
5) Densité du courant (d)x(charges/amp) de particules	part/cm ²	6×10^{14}	$2,6 \times 10^{15}$
6) Vitesse des particules $= 1,39 \times 10^{16} \frac{qV}{M}$	cm/sec	$8,3 \times 10^6$	$11,7 \times 10^6$
7) Densité volumique du faisceau e)/f)	part/cm ³	$7,27 \times 10^7$	$2,2 \times 10^8$

Dans ces déterminations de la densité des particules du faisceau, on ne différencie pas les ions fragments ou doublement chargés qui font environ 10% du faisceau produit à partir de N_2 .

3. EFFICACITE DE LA SOURCE D'IONS.

L'efficacité d'une source est généralement définie par son rendement d'ionisation qui est donné par la Relation 5.1 soit:

$$\text{Rendement} = \frac{\text{Nombre d'ions extraits de la chambre d'ionisation/sec.}}{\text{Nombre de molécules introduites dans la source /sec.}} \dots 5.1$$

A titre d'exemple, le rendement est calculé pour l'azote à 2.500eV. Pour cette tension, le courant d'ions dans la chambre de collision est de 13×10^{-6} amp. pour une pression dans la chambre d'ionisation de 2×10^{-3} torr (Figure 5.4). Le courant dû aux ions qui tombent sur les plaques de la source entre la chambre d'ionisation et celle de collision est de l'ordre de 50×10^{-6} amp. La somme de ces deux valeurs est égale au courant total d'ions

$(63 \times 10^{-6} \text{ amp})$ à la sortie de la chambre d'ionisation.

a) Nombre de molécules introduites dans la chambre d'ionisation.

On a vu à l'Appendice A.1 que le flux F de molécules dans une canalisation est égal à;

$$F = C_{ti} (P_{J1} - P_e) \dots\dots\dots A.1$$

où P_e est la pression dans l'enceinte E.1, P_{J1} la pression dans la canalisation et C_{ti} la conductance totale de cette canalisation. Ici, C_{ti} est égale à $0,72 \text{ torr-litre/sec}$, P_e vaut 10^{-5} torr et P_{J1} $2 \times 10^{-3} \text{ torr}$. Si l'on porte ces valeurs dans la formule précédente on obtient:

$$F = 1,44 \times 10^{-3} \text{ torr-litre/sec. à } 20^\circ\text{C.}$$

Ce flux exprimé en molécules réelles à 0°C est égal à:

$$F.(\text{Molécules réelles/sec}) = \frac{1,44 \times 10^{-3} \text{ t.l./sec} \times 273^\circ\text{C} \times 6,023 \times 10^{23}}{760 \text{ t.} \times 293^\circ\text{C} \times 22,4 \text{ l}}$$

$$F = 4,75 \times 10^{16} \text{ molécules réelles/sec.}$$

b) Nombre total d'ions extraits de la chambre d'ionisation par seconde.

Le nombre total de particules dans le faisceau à la sortie de la chambre d'ionisation est égal à:

$$\begin{aligned} \text{Ions/sec} &= \text{Ions (amp.)} \times \text{Charges/amp} \\ &= 63 \times 10^{-6} \times 6,28 \times 10^{18} \end{aligned}$$

$$\text{Ions/sec} = 3,95 \times 10^{14}$$

c) Rendement d'ionisation.

Pour N_2 à 2.500eV, le rendement d'ionisation de la source est donc égal au rapport des ions sur les molécules soit:

$$\begin{aligned}\text{Rendement} &= \frac{3,95 \times 10^{14}}{4,75 \times 10^{16}} \\ &= 0,0083\end{aligned}$$

Ainsi, l'efficacité de la source pour l'azote est d'environ 0,8%.

A.4 DISPERSION ENERGETIQUE DE LA SOURCE DU SPECTROMETREVEECO GA.4

La dispersion énergétique du spectromètre Veeco GA 4 est évaluée à partir de son pouvoir séparateur qui est de 75. Pour un spectromètre de ce type à simple focalisation, le pouvoir séparateur se rattache aux autres paramètres par la relation suivante (62):

$$\frac{m}{\Delta m} = \frac{R}{w_c + w_s + \frac{R \Delta V}{V} + a^2 R} \quad \dots\dots\dots A.8$$

Veeco GA 4

où $\frac{m}{\Delta m}$ = Pouvoir séparateur

75

w_c = Largeur de la fente image

0,01 po.

w_s = " " " " " objet

0,005 po.

R	= Rayon de courbure du tube	2,0 po.
a^2	= Aberration (62)	2×10^{-4}
V	= Energie des ions ^{de} masse 75	320eV.

Si on place ces valeurs dans l'Equation A.8 on obtient une dispersion en énergie de l'ordre de 2eV pour les ions N_2^+ dans le spectromètre Veeco GA 4.

A.5 LONGUEUR EFFICACE DE LA CHAMBRE DE COLLISION.

La longueur géométrique de la chambre de collision, Figure 4.1, en comptant l'épaisseur des deux plaques est de 90mm. Cette diminution ne représente pas toute la longueur d'interaction de la cible car la pression au niveau des trous ne passe pas brusquement de la pression de la chambre à la pression dans l'enceinte E.1. Aussi Warnecke (54) à l'exemple de Guidini à déterminé la répartition de la densité du gaz cible le long de l'axe à l'extérieur de la cible. Cette répartition indique que la longueur réelle d'interaction L dépend du diamètre des ouvertures et est donnée par l'expression suivante:

$$L = \frac{\pi}{8} (r_1 + r_2) + l_m \dots\dots\dots A.9$$

où r_1 et r_2 représentent le rayon des ouvertures circulaires et l_m la longueur géométrique.

Pour la chambre de collision utilisée où, $l_m = 90\text{mm}$ et $r_1 = r_2 = 1\text{mm}$, on obtient comme longueur d'interaction 90,785mm. La longueur utilisée pour les calculs des sections efficaces de collision est de 9,1 cm.

A.6 DETERMINATION DE SECTIONS EFFICACES D'ATTENUATION D'UN FAISCEAU D'IONS.

A la Section 7.1a, on a vu que le courant d'un faisceau d'ions à la sortie d'une cible était représenté par l'Equation 2.1 soit:

$$I = I_0 e^{-nQL} \dots\dots\dots 2.1$$

qui peut aussi s'écrire

$$\ln I - \ln I_0 = -nQL \dots\dots\dots A.10$$

Si l'on porte les valeurs de $\ln I$ en fonction de la pression dans la cible P_c ($n = 3,29 \times 10^{16} P_c$), on calcule la section efficace Q à partir de la pente de la droite qui est égale à $-3,29 \times 10^{16} LQ$

Exemple de calcul.

Les opérations arithmétiques à faire pour déterminer une section efficace sont illustrées à partir des données expérimentales recueillies lorsqu'un faisceau d'ions Ar^+ traverse une cible de Ar . Ces valeurs sont données dans le Tableau A.3 et les courants d'ions en fonction de la pression dans la cible sont mis en graphique à la Figure 7.1. Les pressions dans la cible sont établies à partir de la pression lue à la jauge $LKB(P_{J2})$ qui a été étalonnée pour différents gaz au moyen d'un manomètre MacLeod et des rapports de conductance déterminés à l'Appendice A.1

La pente de la droite pour cette expérience rapportée à la Figure 7.1 est donc égale à $-3,29 \times 10^{16} LQ$ où $L=9,1\text{cm}$ (Appendice A.5) et Q est la section efficace en cm^2 soit:

$$-3,29 \times 10^{16} \times 9,1 \times Q = \text{pente} = \frac{\text{Différence d'ordonnées}}{\text{Différence d'abscisses}}$$

$$Q = - \frac{1}{3,29 \times 9,1 \times 10^{16}} \times \frac{\ln 790 - \ln 43,3}{10^{-5} - 3 \times 10^{-3}}$$

$$Q = 26,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$$

A.7 DETERMINATION DE SECTIONS EFFICACES APPARENTES DE FORMATION DE NEUTRES.

On a vu à la Section 7.2 que la formation des neutres lors de la neutralisation d'un faisceau d'ions traversant une cible de gaz était représentée pour des pressions dans la cible inférieures à 10^{-3} torr par l'Equation 2.5 soit:

$$I' = I_0 (1 - e^{-nLQ}) \dots\dots\dots 2.5$$

qui peut aussi s'écrire:

$$Q = \frac{\ln(1 - \frac{I'}{I_0})}{nL} \dots\dots\dots A.11$$

où I' est le signal de neutres et I_0 le signal d'ions sans collision. Pour éviter l'effet de la faible interférence remarquée pour des pressions dans la cible inférieures à 10^{-3} torr, les sections

de formation de neutres rapportées à la Section 7.2 sont obtenues par extrapolation pour une pression nulle des sections calculées par l'Equation A.11 pour des pressions inférieures à 10^{-3} torr.

Exemple de calcul.

Les opérations à effectuer pour déterminer ces sections efficaces sont illustrées à partir des données expérimentales pour un faisceau d'ions H_2^+ traversant une cible de H_2 rapportées sur la Figure 7.4. Les signaux lus sur cette figure en fonction de la pression sont rapportés au Tableau A.4. Sur ce même tableau, l'Equation A.11 utilisée pour calculer la section efficace est fractionnée pour faciliter la présentation des calculs et les valeurs arithmétiques de ses membres sont indiquées pour le système étudié. La dernière colonne du Tableau A.4 indique les sections efficaces apparentes calculées pour les pressions correspondantes. Par extrapolation graphique de ces sections efficaces, on obtient que la section efficace apparente de formation de neutres pour le système $\vec{H}_2 + H_2$ est de $8,9 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$.

Nature	Gaz		Temps Sec.	Pression à la Jauge P_{J1} torr x 10^{-3}	Conductance C_{ti} l./sec.	
	*	Litre/sec.			Gaz	Air 20°C
N ₂		0,0015	426,0	3,6	0,712	0,703
N ₂		0,0015	420,0	3,6	0,722	0,713
N ₂		0,0015	214,5	7,2	0,707	0,698
N ₂		0,0015	209,0	7,2	0,726	0,716
CH ₄		0,0015	339,0	3,5	0,956	0,714
CH ₄		0,0015	147,0	8,0	0,939	0,701
CH ₄		0,0015	82,4	14,2	0,946	0,707
P.atm. 743 torr Temp. 22°C.					C_{ti} air	0,71

$$C_{air} = C_{gaz} \sqrt{\frac{M_{gaz}}{M_{air}}}$$

$$C_t \text{ (l./sec.)} = \frac{\text{Volume (l.)} \times P. \text{ (atom.) (torr)}}{\text{Temps (sec.) } P_{J1} \text{ torr}} \times C. \text{ temp.}$$

$$C_{oi} = 1,07 \text{ litre/sec.}$$

$$P_i = 0,66 P_{J1}$$

Tableau A.1 Détermination de la conductance totale C_{ti} de la canalisation de la chambre d'ionisation.

Gaz		Temps sec.	Pression à la jauge P_{J2} torr $\times 10^{-3}$	conductance C_{tc} l./sec.	
Nature	* Litre/sec.			Gaz	Air 20°C
H_2	0,0015	165	42,8	,156	,0414
		163	42,8	,157	
	1,5	210	34,2	,153	,0408
	1,4	192	34,2	,156	
	1,5	208	34,2	,154	
	1,5	306	23,6	,152	,0402
	1,5	302	23,6	,154	
	1,5	308	23,6	,151	
	1,5	470	15,5	,151	,0398
	1,3	609	10,8	,145	,0385
	1,2	565	10,4	,147	
N_2	1,5	546	48	,0422	,0414
	1,5	552	48	,0418	
	1,5	735	36,5	,0412	,0406
CH_4	1,4	347	46,5	,0634	,0475
	1,4	336	46,5	,0655	
	1,4	357	46,5	,0617	

* P. atm. 743 torr

 $C_{oc} = 0,49$ litre/sec.

Temp. 22°C

Tableau A.2 Détermination de la conductance totale C_{tc} de la canalisation de la chambre de collision.

Gaz		Temps sec.	Pression à la jauge P _{J2} torr x 10 ⁻³	Conductance C _{tc} l./sec.	
Nature	* Litre/sec.			Gaz	Air 20°C
CH ₄	1,5	513	35,2	,0609	,0449
	1,4	485	35,2	,0602	
	1,4	491	35,2	,0594	
	1,5	788	24,8	,0562	,0432
	1,5	744	24,8	,0595	
	1,5	761	24,8	,0582	
	1,5	1117	18,0	,0547	,0410
	1,5	1098	18,3	,0546	
	1,5	1096	18,3	,0558	
Ar	1,1	448	50,0	,0360	,0419
	1,1	456	50,0	,0353	
	1,2	770	33,0	,0346	,0412
	1,2	757	33,0	,0352	
	1,3	1685	17,0	,0330	
	0,9	1163	17,0	,0333	,039

* P. atm. 743 torr

Temp. 22°C.

C_{oc} = 0,49 litre/sec

Tableau A.2 (suite) Détermination de la conductance totale C_{tc} de la canalisation de la chambre de collision.

$\overrightarrow{\text{Ar}^+} \times \text{Ar}$

Energie des ions = 1000 eV

 Pression dans E.1 = 1×10^{-5} torr

 Pression C. d'ionisation = 2×10^{-3} torr

Champ magnétique (source) = 330 gauss.

 Section efficace Q = $26,8 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$

Pression dans canalisation P_{J2} torr $\times 10^3$	Pression dans chambre d'ionisation torr $\times 10^3$	Signal multiplicatrice -
0	0,02	890
4,45	0,35	370
8,4	0,67	280
10,85	0,86	245
13,8	1,10	210
17,0	1,4	162
26,7	2,2	81
37,0	3,2	36
0	0,02	510 - 500

Tableau A.3 Données expérimentales pour une détermination de section efficace d'atténuation.

P. cible $P_c \times 10^3 \text{ torr}$	$3,29 \times 10^{16} \text{ LP}_c$ $\times 10^{14}$	I_o	I'	I'/I_o	$1-I'/I_o$	$\ln (1-I'/I_o)$	$Q \times 10^{16}$ cm^2
0,2	0,559	655	36	0,05	0,950	-0,0514	8,57
0,4	1,198		62	0,0947	0,905	-0,10	8,34
0,6	1,798		88	0,1342	0,866	-0,1438	8,0
0,8	2,397		110	0,168	0,832	-0,1837	7,66
1,0	2,995		131	0,20	0,800	-0,2225	7,44
Q pour $P_c = 0$ par extrapolation graphique = $8,9 \times 10^{16} \text{ cm}^2$							

Tableau A.4 Calcul d'une section efficace apparente de formation de neutres pour le système $\text{H}_2^+ + \text{H}_2$ à 1000eV (Figure 7.4)

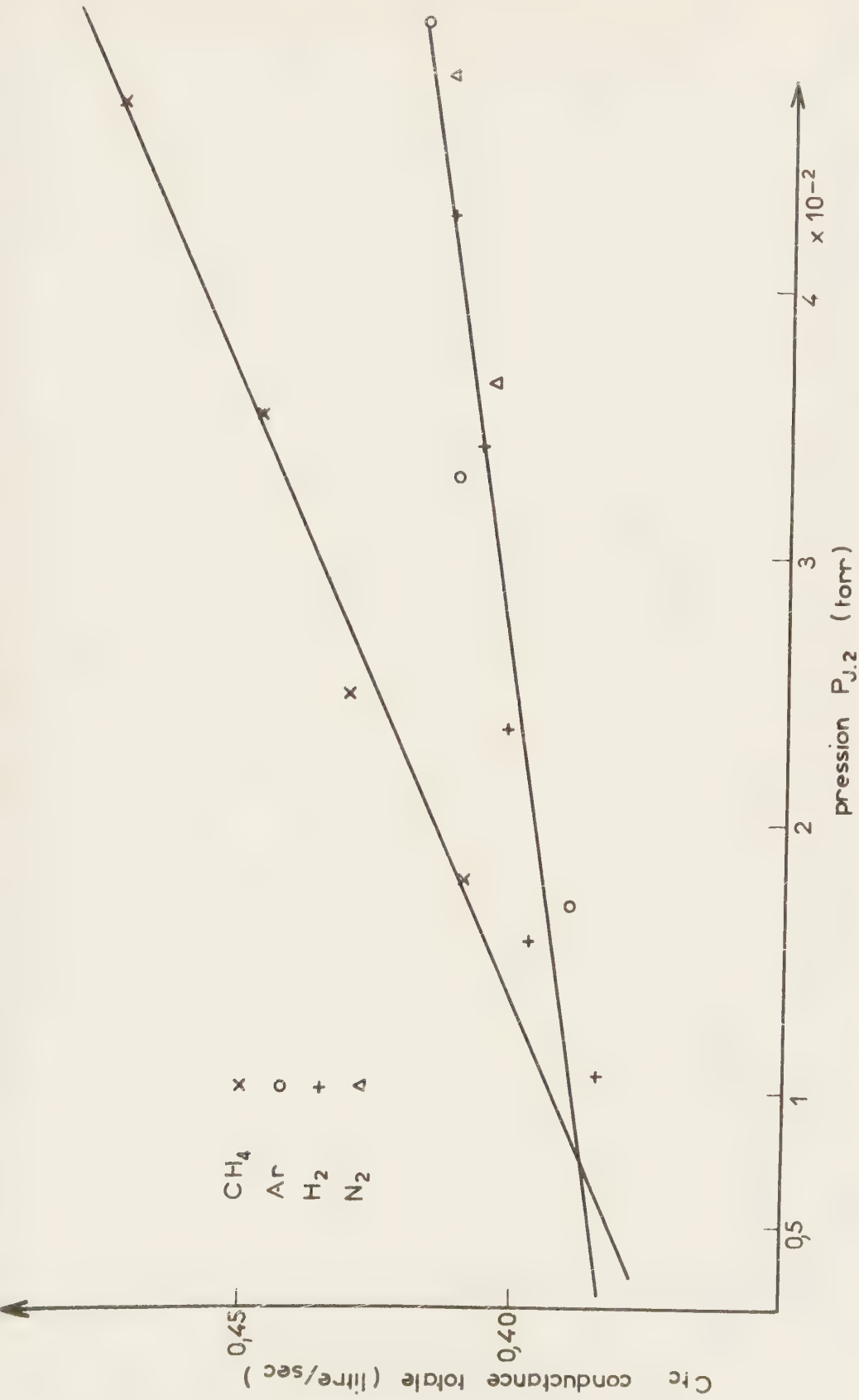


Figure A.1 CONDUCTANCE TOTALE C_{tc} du MONTAGE de la CHAMBRE de COLLISION en FONCTION de la PRESSION $P_{j.2}$ dans la CANALISATION



Figure A.2 RAPPORT de C_{ic}/C_{oc} pour le MONTAGE de la CHAMBRE de COLLISION
en FONCTION de la PRESSION $P_{J.2}$ dans la CANALISATION

LISTE des SYMBOLES

- A = Aire d'ouverture des chambres de réaction cm^2
- C = Conductance pour des gaz litre/sec.
- C_c = Conductance d'une canalisation d'un montage.
- C_o = Conductance des ouvertures des chambres.
- C_t = Conductance totale d'un montage.
- E = Energie eV
- E_c = Energie cinétique d'un système.
- E_i = Energie d'ionisation d'une particule.
- E_p = Energie cinétique d'une particule.
- ΔE = Défaut d'énergie d'une réaction (Différence des potentiels d'ionisation)
- F = Flux gazeux torr litre/sec.
- I = Courant (dû à des ions) ampère
- I_o = Courant d'un faisceau sans collision.
- I' = Courant dû à des particules neutres.
- L = Longueur efficace d'une cible gazeuse cm.
- lm = Longueur géométrique d'une cible.
- M = Masse moléculaire
- m_1, m_2 = Masse des particules incidentes et cibles

m_a = Masse apparente d'un ion dans un spectromètre.

m_f = Masse des produits de dégradation dans un spectromètre.

m_o = Masse des ions primaires avant dégradation.

n = Densité volumique de particules Part/cm³

N = Densité de courant de particules Part/cm²

P = Pression torr

P_e = Pression dans les enceintes.

P_J = Pression au niveau des jauges.

P.I. = Potentiels d'ionisation de particules. eV.

q = Charge d'une particule.

Q = Sections efficaces de collision cm².

eV = Energie électron - volt .

V = Tension volt.

μ = Masse réduite d'un système = $(m_1 \times m_2 / m_1 + m_2)$.

Indices

i réfère à la chambre d'ionisation.

c réfère à la chambre de collision.

et 2 réfèrent aux jauges pirani du montage de la chambre d'ionisation et de collision.

REFERENCES

1. J.B. Hasted, Physics of atomic Collisions, Butterworths,
London, (1964).
2. A.O. Nier, Phys. Rev., 50, 1041 (1936).
3. E.S.Lamar, O. Luhr, Phys. Rev., 46, 87 (1934).
4. M.A.Tuve, O. Dahl, L.R. Hafstad, Phys. Rev., 48, 241, (1935).
5. W.Trittelwitz, Ann. der Physik, 40, 131 (1941).
6. A.T. Finkelstein, Rev. Sci. Instr., 11, 94 (1940).
7. H.Z. Heil, Zeits. f. Phys., 120, 212 (1944).
8. C. Bailey, D.C. Drukey, F. Oppenheimer, Rev. Sci. Instr.,
20, 189 (1949).
9. W.A.S.Lamb, E.J. Lofgren, Rev. Sci. Instr., 27, 907 (1956).
10. C.E. Carlston, C.D. Magnuson, Rev. Sci. Instr., 33, 905 (1962).
11. M.M. Hoyaux, J. Phys. Radium, 15, 80A, 264 (1954).
12. O. Almen, K.O. Neilson, Nuclear Instruments, 1, 302 (1957).
13. M. von Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik
und Uebermikroskopie, V.E.B. Deutscher Verlag
der Wissenschaften, Berlin, (1956).
14. A. van Steenberg, IEEE Transactions Nuclear Science,
746, June (1965).

15. G.G. Kelley, N.H. Lazar, D.B. Morgan, Nucl. Instr. Methods,
10, 263 (1961).
16. Y.A. Getting, Phys. Rev., 59, 467 (1941).
17. P.C. Thoneman, J. Moffatt, D-Roaf, J.H. Sanders, Proc.
Phys. Soc., Lond., 61, 483 (1948).
18. V.J. Kowalewski, C.A. Mayans, M. Hammerschlag, Nuclear
Instr. Methods, 5, 90 (1959).
19. J.K. Allison, F. Norkeck, Rev. Sci. Instr., 27, 285 (1956).
20. F.M. Devienne, J. Souquet, Rarefied Gas Dynamics, L. Talbot,
p. 83 Academic Press, New York, London (1961).
F.M. Devienne, J.C. Roustan, C.R. Acad. Sc.
Paris, 262, 616 (1966). F.M. Devienne, C.R.
Acad. Sc. Paris, 259, 1497 (1964). F.M. Devi-
enne, J.C. Roustan, J. Souquet, C.R. Acad. Sc.
Paris, 260, 4701 (1965).
21. R. Gomer, M.G. Inghram, J. Chem. Phys., 22, 1279 (1954).
22. H.S.W. Massey, E.H.S. Burhop, Electronic and Ionic Impact
Phenomena, Oxford University Press, Oxford, (1952).
23. J. Ross, Molecular Beams, Interscience Publishers, (John
Wiley & Sons)(1965).
24. D.R. Bates, Atomic and Molecular Processes, Academic Press,
New York, (1962).
25. D. Rapp, W. E. Francis, J. Chem. Phys., 37, 2631 (1962).
26. W. Wien, Ann. Phys., Leipzig, (4), 39, 528 (1912).
27. S.K. Allison, Rev. Mod. Phys., 30, 1137 (1958).

28. F. Goldman, Ann. Phys. Leipzig, (5), 10, 460 (1931).
29. J.P. Keene, Phil. Mag., (7), 40, 369 (1949).
30. H.B. Gilbody, J.B. Hasted, Proc. Phys. Soc., 72, 343 (1958).
31. N.G. Uterback, G.H. Miller, Rev. Sci. Instr., 32, 1101 (1961).
R.C. Amme, H.C. Hayden, J. Chem. Phys., 42,
2011 (1965). R.C. Amme, N.G. Uterback, Proceedings of the IIIrd International Conference on
the Physics of Electronic and Atomic Collisions,
North-Holland Publ. Co., Amsterdam, (1964).
32. V.V. Afrosimov, N.V. Fedorenko, Zh. tekhn. Fiz., 27, 2557;
Traduction, Soviet Phys.-Tech. Phys., 2, 2378 (1957).
33. E. Lindholm, Proc. Phys. Soc., A66, 1068 (1953), H. von. Koch,
Arkiv. Fysik, 28, 529 (1965).
34. J.C. Abbe, J. P. Adloff, Bull. Soc. Chimique de France, p.1212,
(1964).
35. E.R. Weiner, G.R. Hertel, N. S. Koski, J. Am. Chem. Soc.,
84, 730 (1962).
36. W.L. Fite, A.C.H. Smith, R.F. Stebbings, Proc. Roy. Soc.,
(London), A268, 527 (1962).
37. J.K. Allison, M. Garcia-Munoz, Atomic and Molecular Processes,
D.R. Bates, Academic Press, New York and
London, (1962).
38. M. Kaminsky, Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal
Surfaces, Springer-Verlag, New York (1965).

39. C.F. Giese, W.B. Maier, II, J. Chem. Phys., 35, 1913 (1961);
C.F. Giese, W.B. Maier, II, J. Chem Phys., 39, 739, (1963).
40. F.M. Rourke, J.C. Sheffield, W.D. Davis, F. A. White,
J. Chem. Phys., 31, 193 (1959).
41. A. Rostagni, Zeits, f Phys., 88, 55 (1934).
42. J.B. Homer, R.S. Lehrle, J.C. Robb, M. Takahasi, D. W. Thomas,
Advances in Mass Spectrometry, Vol.2, Pergamon
Press (1962).
43. Wm. McGowan, L. Kerwin, Can. J. Phys., 41, 316 (1963).
44. K.T. Dolder, M.F.A. Harrison, P. C. Thoneman, Proc. Roy.
Soc., A267, 367 (1961).
45. J.R. Peterson, Proc. Intern. Conf. Phys. Electron. At. Col-
lisions, 3rd. Univ. Coll., 465, London 1963, (publ.1964).
46. M.F.A. Harrison, CLM-P82, Culham Laboratory, Culham,
Abingdon, Berkshire, England.
47. O. Heinz, E.J. Feinler, " Tabulation of Atomic and Molecular
Charge Transfer Cross-Sections" Stanford Research
Institute Report Interim Technical Report No: 1 SRI
Project No. SU-2853 (1961).
48. J.H. Simons, M. Cramer, J. Chem. Phys., 18, 473 (1950),
M. Cramer, J. Chem. Phys., 30, 461 (1959),
E.E. Muschlitz Jr., J.H. Simons, J. Chem. Phys.,
56, 837 (1952).
49. G.W. McClure, Phys. Rev., 130, 1852 (1963),
G.W. McClure, Phys. Rev., 134, 1226 (1964).

50. D. Rapp, 11th. Annual Conference-Mass Spectrometry,
2, San Francisco, May (1963).
51. D.R. Bates, R. McCarrol, Phil. Mag. Suppl., 11, 39 (1962)
52. A.E. Kingston, Proc. Phys. Soc., 86, 467 (1965).
53. R.A. Mapleton, Proc. Phys. Soc., 85, 1109 (1965).
54. R.J. Warnecke, G. Vincent, R. Masic, Ann. de Radioélectricté,
XXI, 71 (1966).
55. J.W. Johnson, IEEE Transaction on Nuclear Science, 765 (1965).
56. Veenestra, Amsterdam Conference on Ion Sources (F.O.M.)
Amsterdam, 21 (1949).
57. J.L. Franklin, J. Chemical Education, 40, 284 (1963).
58. H.W. Berry, Phys. Rev. Let., 74, 848 (1948).
59. U.A. Arifov et Coll., Sov. Phy. Dokl., 7, 209 (1962) et
D.B. Medved et Coll., Phy. Rev., 129, 2086 (1963)
d'après M. Kaminski, Atomic and Ionic Impact
Phenomena on metal surfaces p. 301 Springer-Verlag,
New York (1965).
60. R. Lavertu, M. Catté, A. Pentenero et P. Le Goff, C.R.
Acad. Sc. Paris, 263C (1966); M. Catté, R. Laver-
tu, A. Pentenero et P. Le Goff, C.R. Acad Sc.,
Paris à paraître (1966).
61. M. Catté, Communication privée, Nancy, Octobre (1966).
62. G.A. Errock, dans Mass Spectrometry edited by R.I. Reed
p.7 Academic Press, London, New York 1965.
63. S. Dushman, Scientific Foundations of Vacuum Technique
John Wiley and Sons, New York (1965).

